

THÈSE DE DOCTORAT D'ÉTAT
ès Sciences Physiques

Présentée à l'Université Pierre et Marie Curie - PARIS VI

par Francis DALAUDIER

pour obtenir le grade de Docteur ès Sciences

Sujet de la thèse :

INFLUENCE DE LA STRATIFICATION STABLE SUR LA
TURBULENCE ATMOSPHERIQUE :
UNE CONTRIBUTION EXPERIMENTALE

Soutenue le 25 Juin 1986

Devant le Jury composé de :

GARNIER	Michel,	Président
ANDRÉ	Jean-Claude,	Examineur
BALSLEY	Ben,	Examineur
BARAT	Jean,	Examineur
CROCHET	Michel,	Examineur
FRANKIGNOUL	Claude,	Examineur
SIDI	Claude,	Examineur

THESE de DOCTORAT d'ETAT

ès Sciences Physiques

présentée à l'Université Pierre et Marie Curie - PARIS VI

par

Francis DALAUDIER

pour obtenir le grade de Docteur ès Sciences

Sujet de la thèse :

INFLUENCE DE LA STRATIFICATION STABLE SUR LA TURBULENCE ATMOSPHERIQUE :

UNE CONTRIBUTION EXPERIMENTALE

soutenue le 25 JUIN 1986

Devant le jury composé de :

MM. GARNIER	Michel,	Président
ANDRE	Jean-Claude,	Examineur
BALSLEY	Ben,	"
BARAT	Jean,	"
CROCHET	Michel,	"
FRANKIGNOUL	Claude,	"
SIDI	Claude,	"

TITRE : INFLUENCE DE LA STRATIFICATION STABLE SUR LA TURBULENCE

ATMOSPHERIQUE : Une contribution expérimentale

Résumé

Une campagne de mesures simultanées obtenues d'une part in situ par un ballon instrumenté entre le sol et 18 km d'altitude, d'autre part à distance par un radar Stratosphère-Troposphère permet une étude expérimentale du domaine d'échelles de la turbulence tridimensionnelle isotrope, de celui du champ d'ondes de gravité aléatoires et du domaine de transition entre ceux-ci. Divers résultats ont été obtenus : la turbulence inertielle n'est observable que si l'espace spectral disponible est suffisamment large et le caractère non-passif des fluctuations de température s'y manifeste clairement. L'anisotropie des fluctuations dans le domaine de transition est intermédiaire entre celles observées dans les domaines limitrophes et les mesures radar montrent qu'elle reste importante jusqu'à des échelles de l'ordre de 3 m.

Mots-clés : TURBULENCE

STRATIFICATION STABLE

ATMOSPHERE

ONDES DE GRAVITE

ANISOTROPIE

RADAR S.T.

REMERCIEMENTS

Je voudrais, à l'occasion de cette thèse, remercier toutes celles et tous ceux qui ont contribué à son achèvement.

Je commencerai par remercier toute l'équipe de Direction du Service d'Aéronomie qui m'a donné les moyens matériels d'effectuer ce travail, le CNES qui l'a financé, puis l'équipe technique qui a assuré le bon déroulement de l'expérience : Monsieur Claude BERNARD et Jean-Claude GENIE, au Service d'Aéronomie, et l'équipe "Ballons" du CNES qui a assuré les opérations et la réception des données. Je remercie le Professeur Jean BARAT qui m'a proposé ce travail, ainsi que Messieurs François BERTIN, Michel CROCHET et particulièrement Claude SIDI, qui ont dirigé mes travaux.

Je remercie également Jacques LEFRERE pour de nombreuses discussions, ainsi que Messieurs François BOUGNET et Jean-Claude LEBRUN, pour leur assistance en informatique.

La frappe et les corrections de cette thèse ont été assurées par Eliane CASSEGRAIN, Sylvie DINEUR et Laurence GUEMENE. Son tirage et sa reliure par Marie-Thérèse PEYROUX. Qu'elles soient toutes ici remerciées.

Je remercie enfin les membres du Jury pour leurs commentaires constructifs sur le travail présenté.

==:==:==:==:==:==

PLAN

TITRE : INFLUENCE DE LA STRATIFICATION STABLE SUR LA TURBULENCE
ATMOSPHERIQUE : UNE CONTRIBUTION EXPERIMENTALE

- CHAPITRE I : Exposé du problème, méthode d'approche
- CHAPITRE II : Influence de la stratification sur les mouvements à petite échelle
- CHAPITRE III : Apport expérimental
- CHAPITRE IV : Analyse et interprétation des données ballon
- CHAPITRE V : Mesures radar, interprétation
- CHAPITRE VI : Résultats, discussion, perspectives
- Annexe A : Les ondes de gravité
- Annexe B : Spectre tridimensionnel de fluctuations,
Etude du spectre de température
- Annexe C : Analyse spectrale
- Annexe D : Spectres de vitesse et de température

REFERENCES

CHAPITRE I

EXPOSE DU PROBLEME, METHODE D'APPROCHE

A) DYNAMIQUE ATMOSPHERIQUE A PETITE ECHELLE

La connaissance et la compréhension de la structure, de la dynamique et de la composition de l'atmosphère, reposent sur l'étude des sources, des puits et des mécanismes de transport. Les quantités produites, transportées et détruites peuvent être des constituants, de l'énergie, de l'impulsion (quantité de mouvement) ou du moment angulaire.

Si l'advection assure l'essentiel des flux horizontaux, son rôle dans le transport vertical est considérablement limité par la stabilité de la stratification atmosphérique, conséquence de l'action de la gravité et des flux verticaux d'énergie.

Les phénomènes radiatifs jouent un rôle essentiel dans le transport vertical de l'énergie mais une part importante des flux verticaux de toute nature est assurée par les mouvements fluctuants de l'atmosphère de micro et de méso-échelle.

La présente étude vise à une meilleure compréhension de ces mouvements fluctuants et de leurs effets, en se limitant au cas de l'atmosphère stable (la convection, principale responsable de la structure thermique de la troposphère, est exclue). Contrairement aux études de cas destinées à améliorer notre compréhension de certains phénomènes individuels, le point de vue adopté dans cette étude est celui de l'analyse spectrale, qui vise à déterminer les propriétés statistiques des phénomènes étudiés, considérés comme des réalisations d'un processus aléatoire, en fonction des échelles auxquelles ils se produisent.

La nature physique de ces mouvements est très différente selon l'échelle considérée.

Les mouvements fluctuants de méso-échelle, dont la dimension verticale caractéristique va de la centaine de mètres à quelques kilomètres sont des ondes de gravité internes. Le flux vertical de matière qui leur est associé est négligeable, par contre, au cours de leur propagation, ces ondes sont susceptibles de transporter de l'énergie ou de l'impulsion sur des distances bien supérieures au déplacement moyen des particules. La dynamique de ces mouvements est essentiellement linéaire et, du fait de l'absence de dissipation, leur existence est indépendante (spatialement et temporellement) de leur source. Les ondes sont capables de prélever énergie et impulsion dans le milieu, à l'endroit où elles sont générées, pour les déposer ailleurs, à l'endroit où elles sont dissipées, le milieu traversé demeurant inchangé après le passage de l'onde : ce comportement est similaire au transport radiatif d'énergie. L'existence même de mouvements ondulatoires est liée à la stabilité de la stratification. Du fait de cette stratification, les mouvements sont fortement anisotropes. De plus, la linéarité impose des relations précises entre les amplitudes des fluctuations des différents paramètres atmosphériques.

Pour les échelles les plus petites, typiquement inférieures ou de l'ordre d'une dizaine de mètres, les fluctuations relèvent de la turbulence. Nous considérerons ici qu'il s'agit de turbulence inertielle pour laquelle la stratification peut être négligée. Cette approximation est valable tant que l'énergie potentielle associée aux déplacements verticaux dans un milieu stable reste inférieure à l'énergie cinétique verticale (cette notion sera précisée au Chapitre II). Ces mouvements sont fortement non linéaires et essentiellement isotropes. La dynamique de la turbulence transfère l'énergie des mouvements vers des échelles de plus en plus petites jusqu'à dans le domaine dissipatif où elle est transformée en chaleur par la viscosité moléculaire. La turbulence assure le transport par le brassage du milieu dans lequel elle agit : toutes les quantités dont la répartition est inhomogène sont transportées par la turbulence mais sur des distances qui ne dépassent pas l'extension du volume turbulent.

Mouvements contribuant au transport vertical

Echelles Verticales	Nature des mouvements	Linéarité	Isotropie	Influence de la stratification	Transfert spectral dissipation	Transport
10^3 m	Ondes de gravité internes aléatoires	OUI (en principe)	NON ←	Indispensable	NON (en principe) grande durée de vie non-lié aux sources	Energie Impulsion Mixte (Propagation)
10^2 m	?	?	?	OUI Laquelle?	?	? Quoi? Comment? où? Combien?
10^1 m	Turbulence inertielle	NON → OUI	Combien ?	NON (en principe) (Température ?)	OUI cascade --> viscosité liée aux sources	Tout ce qui est inhomogène Localement (Brassage)
particules fluides	(Diffusion moléculaire)					

Tableau I.1 Résumé synthétique des principales propriétés des fluctuations atmosphériques en fonction de leur échelle verticale. Du côté des "grandes" échelles, le caractère linéaire des mouvements autorise une description très complète de leurs propriétés. Du côté des petites échelles, la description statistique des propriétés de la turbulence inertielle est maintenant assez bien connue.

Dans la gamme d'échelles intermédiaires, par contre, la plupart des questions restent à résoudre. De nombreuses propriétés (linéarité, isotropie, dissipation, transport vertical) ont des caractéristiques différentes (voir opposées) dans les échelles inférieures et supérieures. La façon dont s'effectue la transition est actuellement inconnue.

Aux échelles encore inférieures à celles de la turbulence, c'est la diffusion moléculaire qui assure l'homogénéisation du milieu. Toutefois, dans la basse et la moyenne atmosphère, son action peut être négligée car son efficacité est très faible.

Dans le domaine d'échelles intermédiaires entre celui des ondes et celui de la turbulence, la nature physique des mouvements est mal connue. Ce travail essaie d'apporter quelques éléments de réponse. La seule certitude, concernant ces mouvements est qu'ils sont influencés par la stabilité du milieu puisque c'est ce critère qui marque la limite supérieure des échelles turbulentes inertielles. Les autres propriétés, comme la linéarité, l'isotropie ou le caractère dissipatif de ces fluctuations sont largement inconnues. Une meilleure compréhension de ce domaine d'échelles est souhaitable car l'efficacité du transport vertical et la nature des quantités transportées sont à l'heure actuelle inconnues.

Les diverses propriétés des fluctuations atmosphériques de petite échelle sont résumées de manière synthétique dans le tableau I.1 en fonction de l'échelle verticale de ces mouvements.

B) METHODES D'ETUDE

Plusieurs méthodes d'études sont possibles pour améliorer notre compréhension de ce domaine d'échelles intermédiaires.

Examinons la méthode théorique. Les équations régissant les fluctuations étudiées sont parfaitement connues : ce sont les équations de Navier-Stokes jointes aux équations décrivant le comportement des gaz parfaits. Ces équations sont valables pour tous les domaines d'échelle étudiés, malheureusement on ne sait pas les résoudre dans le cas général. Il est possible de faire certaines approximations et d'obtenir des solutions valables dans un domaine d'échelles et dans des conditions restreintes. Les solutions ondulatoires correspondent aux équations linéarisées pour des fluctuations supposées petites autour d'un état moyen stationnaire. La turbulence, au contraire, conserve les termes non linéaires mais ignore la stratification. Dans le domaine intermédiaire, on ne connaît pas d'approximation utilisable et les approches théoriques

disponibles sont des tentatives d'extension des théories existantes employées dans les domaines limitrophes. Du fait de l'utilisation d'approximations injustifiées, ces extensions sont d'une utilité limitée mais peuvent néanmoins servir de guide pour interpréter les observations expérimentales.

Ces dernières peuvent être de diverses natures : les simulations numériques sur ordinateur permettent une étude complète du phénomène mais sont encore très limitées par les puissances de calcul disponibles. Quant aux expériences de laboratoire, elles sont très utiles et permettent de contrôler un grand nombre de paramètres. Elles offrent la possibilité d'une étude statistique par la répétition d'expériences dans des conditions semblables. Enfin, les observations de l'atmosphère permettent l'étude des phénomènes en "grandeur nature". Les conditions expérimentales sont alors fixées par l'atmosphère elle-même.

Ces expériences en milieu naturel sont les seules, à l'heure actuelle, à offrir la possibilité d'observer une gamme d'échelles aussi étendue ainsi que l'ensemble des mécanismes d'interaction qui sont en oeuvre. Les observations de l'atmosphère peuvent être faites à distance ou in situ.

Les observations à distance offrent une vision plus globale de l'atmosphère : elles permettent une couverture spatiale ou temporelle quasi continue mais les échelles accessibles à l'heure actuelle sont encore limitées à plusieurs dizaines de mètres. Le cas des sondages radars (ou acoustiques) mérite une mention particulière : bien que la résolution soit limitée, ce type de sondages fournit des informations sur la structure spatiale du milieu à des échelles correspondant à la demi-longueur d'onde du signal utilisé (Voir Chapitre V). De plus, ces informations sont "directionnelles" et plusieurs mesures effectuées dans des directions différentes apportent des informations sur la structure géométrique des fluctuations observées.

Les mesures in situ, enfin, donnent accès à l'ensemble des échelles concernées, sans offrir toutefois la possibilité d'étudier l'évolution spatiale ou temporelle des phénomènes. De ce point de vue, la comparaison de mesures in situ, comme celles fournies par notre expérience (Voir

Chapitre III) avec des mesures à distance comme celles du radar S.T. (Voir Chapitre V) apportent des points de vue complémentaires et permettent de préciser la nature des phénomènes observés. Les mesures in situ utilisées dans ce travail donnent accès à la répartition spectrale de l'énergie cinétique verticale (mesures de vitesse verticale) et de l'énergie potentielle associée à la stratification atmosphérique (fluctuations de température). L'étude de ces répartitions spectrales nous permettra de préciser l'anisotropie de ces mouvements et, dans une certaine mesure, d'éclairer leur nature.

Ces mesures, à elles seules, sont insuffisantes pour élucider les caractéristiques dynamiques des mouvements dans cette zone de transition entre ondes et turbulence et les réponses aux questions sur la linéarité ou le caractère dissipatif de ces fluctuations devront être apportées par des études ultérieures. Toutefois, les contraintes expérimentales déduites de ces mesures, dans les différentes gammes d'échelles étudiées, fournissent à leur tour des guides pour les études théoriques qui doivent permettre d'en rendre compte. La construction d'une théorie satisfaisante décrivant ce domaine intermédiaire doit permettre d'estimer, statistiquement, les flux verticaux qu'il assure (nature, importance). Une paramétrisation réaliste de ces flux est d'une importance cruciale pour les modélisations numériques à l'échelle de l'atmosphère entière (prévisions météorologiques, études photochimiques, modèles climatiques) qui doivent décrire correctement l'effet moyen des échelles inférieures à la résolution utilisée.

C) APPROCHE SUIVIE

Après avoir exposé le problème en termes généraux, dans le présent Chapitre I, une étude plus précise des différentes voies d'approches théoriques et expérimentales auxquelles le présent travail sera comparé fait l'objet du Chapitre II. Une présentation des résultats obtenus dans le domaine ondulatoire (Sidi et al., 1986) fait l'objet de l'Annexe A. Les résultats seront étendus par la suite au domaine "intermédiaire" et comparés aux mesures.

Puis l'expérience est présentée dans le Chapitre III avec une description des instruments utilisés et des procédures d'étalonnage. La précision des mesures et le domaine spectral accessible à chaque instrument y sont décrits. Les méthodes d'analyse spectrale employées et les problèmes associés (estimation des biais spectraux) font l'objet de l'annexe C.

Les résultats expérimentaux sont analysés dans le Chapitre IV et une première interprétation est donnée. Les 27 paires de spectres sur lesquels s'appuie cette analyse ont été regroupés dans l'Annexe D de manière à ne pas encombrer le corps du texte.

La présentation des données obtenues par le radar S.T. et leur comparaison avec les résultats obtenus in situ font l'objet du Chapitre V. Ces résultats permettent non seulement de confirmer l'interprétation proposée au Chapitre IV mais également d'étudier la physique de la mesure des radars atmosphériques en ciel clair. L'interprétation proposée apporte une description cohérente de l'ensemble des mesures radar (en visée verticale ou oblique) et montre que ceux-ci sont directement sensibles à la valeur de la stabilité atmosphérique. L'établissement de la forme du spectre tridimensionnel des fluctuations de température (dans le cadre de la théorie ondulatoire présentée dans l'Annexe A) et son étude font l'objet de l'Annexe B.

Enfin, l'ensemble des conclusions résultant de ce travail et leur implication pour la physique atmosphérique sont discutés dans le Chapitre VI. L'identification des problèmes restant à résoudre et une réflexion sur les voies d'approche possibles concluent ce travail.

CHAPITRE II

INFLUENCE DE LA STRATIFICATION SUR LES MOUVEMENTS

A PETITE ECHELLE

A) TRANSPORT VERTICAL

L'état de l'atmosphère peut être considéré comme la superposition d'un état moyen et de mouvements fluctuants dont les échelles varient depuis l'échelle planétaire jusqu'à celle des particules fluides. En dernière analyse, tous ces mouvements puisent leur énergie (de manière plus ou moins directe) dans l'éclairement solaire, mais leur structure est sous l'influence complexe des différents flux (énergie, quantités de mouvement, constituants,...) qui parcourent l'atmosphère. Les phénomènes d'advection, responsables principaux des flux horizontaux, sont inhibés dans la direction verticale par la stratification atmosphérique. Les phénomènes de transports verticaux sont alors contrôlés par les ondes de gravité internes, par la convection et par la diffusion turbulente. La diffusion moléculaire, dont l'efficacité est nettement moindre, peut être négligée dans la quasi-totalité de l'atmosphère.

La convection joue un rôle très important dans la troposphère et elle est responsable de sa structure thermique verticale. Son action est intense et localisée dans les régions instables de l'atmosphère.

Parallèlement, dans les régions stables de l'atmosphère, la turbulence, par son action de brassage, assure la diffusion des propriétés du milieu de manière moins intense mais beaucoup plus continue. Son action, dans le transport vertical, est fondamentale et constitue l'une des motivations de la présente étude. Dans ces mêmes régions stables, la quantité de mouvement et l'énergie peuvent également se propager sous forme ondulatoire. Ce sont les ondes de gravité internes dont le rôle apparaît prépondérant pour le transport vertical de quantité de mouvement.

La présente étude vise à éclairer les liens existant entre la stratification stable de l'atmosphère, le champ d'ondes de gravité internes et la turbulence.

B) EQUILIBRE VERTICAL

Il s'agit de décrire ici l'état moyen de l'atmosphère. Cet état moyen est le résultat de l'action de la gravité sur un fluide se comportant comme un gaz parfait et dont la structure thermique est contrôlée par les flux d'énergie (rayonnement, chaleur sensible, chaleur latente...) qui le traversent. Cet état correspond à l'équilibre hydrostatique et les différentes variables sont supposées ne dépendre que de l'altitude, la structure thermique $T(z)$ est supposée connue. L'équation de l'équilibre hydrostatique

$$(II.1) \quad dP = - \rho g dz$$

relie les variations de la pression P en fonction de l'altitude z à la densité locale ρ et au module de l'accélération de la pesanteur g . La densité étant partout positive, la pression décroît de manière monotone avec l'altitude.

L'équation d'état du fluide relie la densité à la pression et à la température (dans le cas de l'océan, la salinité intervient également). Cette variation continue de la densité constitue la stratification du fluide. Pour étudier la stabilité de cette stratification, on imagine le déplacement vertical adiabatique d'une particule fluide. Après un déplacement δz et une variation de pression δP la particule a une densité $\rho + \delta \rho_{\text{adia}}$ dans un milieu de densité $\rho + \delta \rho_{\text{milieu}}$ avec :

$$(II.2.a) \quad \delta \rho_{adia} = \left(\frac{\partial \rho}{\partial P} \right)_T \delta P + \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_P \cdot \left(\frac{dT}{dP} \right)_{adia} \cdot \left(\frac{dP}{dz} \right) \cdot \delta z$$

$$(II.2.b) \quad \delta \rho_{milieu} = \left(\frac{\partial \rho}{\partial P} \right)_T \delta P + \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_P \cdot \left(\frac{dT}{dz} \right)_{milieu} \cdot \delta z$$

cette particule est soumise à une force ascensionnelle ⁽¹⁾ résultant de son poids et de la poussée d'Archimède. L'accélération de la particule s'écrit :

$$(II.3) \quad \frac{d^2 z}{dt^2} = \frac{\vec{F}}{m} = -g \frac{(\rho_{particule} - \rho_{milieu})}{\rho_{particule}} \vec{e}_z \quad (\vec{e}_z \text{ vecteur unitaire vertical})$$

La stratification du milieu est stable si \vec{F} est une force de rappel qui tend à ramener la particule vers sa position initiale. La condition de stabilité peut s'écrire (en utilisant (II.1)) :

$$(II.4) \quad \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_P \cdot \left[\left(\frac{dT}{dz} \right)_{milieu} + \left(\frac{dT}{dP} \right)_{adia} \cdot \rho g \right] < 0$$

Pour un gaz parfait $\left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_P$ est toujours négatif mais il existe des exceptions : l'eau liquide au voisinage de son point de congélation présente un $\left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_P > 0$ (minimum de densité à 4°C).

Dans l'atmosphère, la condition de stabilité revient à comparer le gradient local de température au gradient adiabatique :

$$(II.5) \quad \left(\frac{dT}{dz} \right)_{adia} = -\Gamma_a = -\rho g \left(\frac{dT}{dP} \right)_{adia}$$

(1) - Le terme "ascensionnel" ne signifie pas que cette force tend à faire monter la particule mais simplement qu'elle est comptée positivement quand elle est dirigée vers le haut.

Si le gradient local est supérieur au gradient adiabatique, l'atmosphère est stable - s'il lui est inférieur, elle est instable. Si le gradient de température du milieu est égal au gradient adiabatique, la stabilité est indifférente (force nulle) : le nom de gradient adiabatique désigne la variation avec l'altitude de la température d'une particule fluide déplacée adiabatiquement.

Fréquence de Brunt-Väissälä - Ondes de gravité

L'atmosphère sèche⁽¹⁾ peut être considérée comme un gaz parfait diatomique de masse molaire $M = 29,964 \cdot 10^{-3} \text{ kg.mol}^{-1}$ répondant à l'équation d'état :

$$(II.6) \quad P.M = \rho.R.T \quad \text{où } R = 8.31 \text{ J.K}^{-1}.\text{mol}^{-1}$$

au cours d'une transformation adiabatique, la pression et la température sont liées par :

$$(II.7) \quad \frac{dT}{T} = \frac{dP}{P} \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma} \right) = \frac{dP}{P} \frac{R}{M.C_p}$$

où $\gamma = \frac{C_p}{C_v} = \frac{7}{5}$ est le rapport des capacités calorifiques à pression et à volume constant. L'intégration de cette relation permet de définir la température potentielle θ :

$$(II.8) \quad \left(\frac{\theta}{T} \right) = \left(\frac{P_0}{P} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$$

où P_0 est une pression de référence ($P_0 = 10^5 \text{ pa}$). La dérivée logarithmique de cette équation par rapport à z donne :

$$(II.9) \quad \frac{1}{\theta} \frac{d\theta}{dz} = \frac{1}{T} \frac{dT}{dz} = \frac{R}{P.M.C_p} \frac{dP}{dz} = \frac{1}{T} \left(\frac{dT}{dz} + \frac{g}{C_p} \right)$$

d'autre part, l'équation (II.5) peut s'écrire en utilisant (II.6)

$$(II.10) \quad -\Gamma_a = -g.\rho.\frac{T}{P} \frac{R}{M.C_p} = \frac{-g}{C_p}$$

(1) - Si l'humidité n'est pas négligeable, les constantes M et γ sont légèrement différentes.

En l'absence de dissipation, le mouvement de la particule fluide écartée de sa position d'équilibre est régi par l'équation :

$$(II.11) \quad \frac{d^2 z}{dt^2} = -g \frac{(\rho_p - \rho_m)}{\rho_p} = -g \frac{(T_m - T_p)}{T_m} = -g \frac{(\theta_m - \theta_p)}{\theta_m} = -N^2 \cdot \delta z$$

(Voir par exemple Holton (1979) page 50) où les indices p et m se rapportent respectivement à la particule et au milieu environnant.

Pour une stratification stable, N^2 est positif et N représente la pulsation des mouvements. C'est la pulsation du Brunt-Väissällä. Pour une stratification instable N^2 est négatif, toute perturbation est amplifiée : cette situation conduit à la convection. Dans le cas d'un fluide incompressible (dans l'océan par exemple) :

$$(II.12) \quad N^2 = -\frac{g}{\rho} \left(\frac{d\rho}{dz} \right)$$

Dans l'atmosphère :

$$(II.13) \quad N^2 = \frac{+g}{\theta} \left(\frac{d\theta}{dz} \right) = \frac{g}{T} \left(\frac{dT}{dz} + \Gamma_a \right)$$

La valeur de cette pulsation constitue une mesure commode de la stabilité du fluide : pour un écart δz donné, la force de rappel augmente comme N^2 (équation (II.11)). Au cours du mouvement de la particule fluide, son énergie mécanique reste constante et est partagée entre la forme cinétique et la forme potentielle. L'énergie potentielle, par unité de masse, associée à la force de rappel s'obtient par intégration de (II.11) :

$$(II.14) \quad E_p = \frac{1}{2} N^2 \cdot (\delta z)^2$$

Ici, les vitesses sont faibles devant celle du son, et il est possible de négliger le terme d'élasticité du fluide qui conduit par exemple à l'existence d'ondes sonores. Pour tous les mouvements qui vont se superposer à l'état moyen de l'atmosphère, c'est la force qui dérive de cette énergie potentielle qui doit être prise en compte en plus du gradient des fluctuations de pression et de la force de Coriolis. En effet, le champ de forces résultant du gradient de pression moyen est un champ permanent, au même titre que le champ de gravité.

Si au lieu de s'intéresser au mouvement d'une particule fluide isolée, on cherche un champ de vitesses qui satisfasse les équations du mouvement linéarisées pour de petites perturbations autour de la situation d'équilibre, on trouve les solutions ondulatoires. Un mouvement de ce type est une superposition quelconque de mouvements progressifs sinusoïdaux indépendants (à cause de la linéarité) dont chacun est caractérisé par une pulsation $\omega = 2\pi T^{-1}$ (où T est la période) et par un vecteur d'onde \vec{k} orienté dans la direction de propagation de la phase. Les différentes fluctuations (vitesse - densité - température...) associées à chaque composante sont reliées entre elles par des relations fixant leurs amplitudes et leurs phases relatives (relations de polarisation). La pulsation et le vecteur d'onde sont liés par l'équation de dispersion. Les pulsations compatibles avec la physique de ces mouvements sont comprises entre la pulsation inertielle $f = 2\Omega \sin(\text{latitude})$ (Ω est la pulsation sidérale de la rotation terrestre) et la pulsation de Brunt-Väisälä N . Le comportement des ondes de gravité est décrit de manière plus détaillée dans l'annexe A.

C) TURBULENCE ET DIFFUSION

On se place désormais dans le cas d'une stratification stable (cette étude ne porte pas sur la convection) et on s'intéresse aux mouvements de micro et méso-échelle : ils sont responsables des transports verticaux des différentes quantités présentes dans l'atmosphère. Il est possible de décomposer chaque quantité en une partie moyenne et une partie fluctuante : par exemple la vitesse horizontale $u = U + u'$ où U désigne la partie moyenne c'est-à-dire lentement variable vis-à-vis des échelles de temps et d'espace étudiées et u' représente la partie fluctuante.

Les flux sont dus aux corrélations existant entre les différentes quantités fluctuantes - à titre d'exemple le flux vertical de matière se calcule par $\langle w' \cdot \rho' \rangle$, celui de quantité de mouvement horizontale par $\rho \cdot \langle w' \cdot v' \rangle$ ou de chaleur sensible par $C_p \langle w' \cdot \theta' \rangle$. Dans ces formules, les crochets désignent une moyenne statistique. Cette moyenne statistique peut être remplacée dans la pratique par une moyenne spatiale ou temporelle de la quantité étudiée selon le caractère homogène ou stationnaire (ou les deux) du phénomène considéré (ceci résulte du caractère ergodique des processus considérés).

Ces flux relèvent a priori aussi bien des mouvements ondulatoires que turbulents. Toutefois, la turbulence, en brassant effectivement la matière, brasse les quantités qu'elle contient ; de ce fait, elle est capable de les transporter toutes. A l'inverse, dans les mouvements ondulatoires, le flux de matière est très faible mais l'énergie et le moment sont capables de se propager sur des distances considérables vis-à-vis de l'amplitude des oscillations.

Dans le cas ondulatoire, les flux sont calculables de manière exacte (dans l'approximation linéaire) par contre, dans le cas de la turbulence, on ne sait pas résoudre de manière exacte les équations du mouvement. Il est toutefois possible d'arriver à un certain nombre de résultats en traitant les fluctuations d'un point de vue statistique et en utilisant des raisonnements dimensionnels et des calculs d'ordre de grandeur.

Turbulence dans un milieu non stratifié

Les méthodes de ce type ont été appliquées en premier aux cas les plus simples et en particulier à la turbulence dans un milieu homogène et incompressible. L'hypothèse incompressible ($\rho' = 0$) interdit tout flux de matière mais il est quand même possible de considérer le cas des "traceurs passifs". Il s'agit par exemple d'un constituant minoritaire dont la présence ne change pas la densité totale de manière significative mais peut par exemple jouer un rôle radiatif très important (cas de l'ozone). Le qualificatif "passif" signifie que le constituant considéré est simplement transporté avec la matière (pas de puits ou de source) et que sa présence n'affecte pas la dynamique du milieu.

Kolmogorov (1941) a appliqué les méthodes statistiques et les raisonnements dimensionnels à la turbulence homogène. Les équations qui la gouvernent montrent que l'énergie des mouvements turbulents est produite aux grandes échelles (par l'écoulement moyen du fluide) et dissipée par la viscosité moléculaire aux échelles les plus petites (car la dissipation fait intervenir la dérivée seconde de la vitesse). Entre ces échelles de production et de dissipation, l'énergie est simplement transférée (sans puits ni source) vers des mouvements d'échelle de plus en plus petites grâce au processus d'"étirement des lignes de tourbillon". Dans cette

gamme d'échelles, aucune force extérieure n'introduit de directions privilégiées, la turbulence peut donc être supposée isotrope.

L'état dynamique du fluide à une échelle donnée est en équilibre vis-à-vis du flux d'énergie qui la traverse. S'il existe une telle gamme d'échelles où l'énergie est simplement transférée vers le domaine dissipatif, les mouvements y sont contrôlés par les seules forces d'inertie, on parle alors de domaine inertiel. Dans ce domaine, le taux de transfert de l'énergie au travers d'une échelle donnée est indépendant de celle-ci et égal au taux de dissipation de cette énergie dans le domaine visqueux : ϵ_0 .

Dans un tel domaine, la répartition des énergies entre les différentes échelles ne dépend que de ϵ_0 et du module du vecteur d'onde associé à cette échelle : $k = 2\pi/\lambda$ où λ est la dimension de l'échelle étudiée. Seul le module de k intervient à cause de l'isotropie des mouvements. Dès lors, des arguments dimensionnels imposent la forme du spectre d'énergie cinétique :

$$(II.15) \quad E(k) = \alpha \epsilon_0^{2/3} \cdot k^{-5/3}$$

où α est une constante sans dimension qui doit être déterminée expérimentalement ($\alpha \approx 1,5$, Tennekes et Lumley, 1972). La forme de ce spectre a été abondamment confirmée par des expériences de laboratoire ou en milieu naturel.

Ces expériences ont également montré que l'existence de ce domaine inertiel n'était possible que si l'espace spectral était suffisant entre les domaines de production et de dissipation de l'énergie. L'échelle caractéristique du domaine dissipatif peut être trouvée par des arguments dimensionnels : elle dépend du taux de dissipation ϵ_0 et de la viscosité ν , elle est caractérisée par le vecteur d'onde k_s

$$(II.16) \quad k_s = \epsilon_0^{1/4} / \nu^{3/4}$$

Le maximum du spectre de dissipation a été mesuré expérimentalement vers $0,4 k_s$ (Gargett et al. 1984, Stillinger et al., 1983).

Les plus grandes échelles de la turbulence sont celles qui contiennent l'énergie, dans le cas d'une turbulence produite par un gradient de vent, c'est à cette échelle que l'énergie est produite, et à cause de l'anisotropie de la source, les mouvements à cette échelle ne sont pas parfaitement isotropes. Dans le cas d'une turbulence évoluant dans un milieu stratifié, c'est l'influence de la force ascensionnelle qui va limiter le domaine inertiel du côté des grandes échelles.

D) INFLUENCE DE LA STRATIFICATION STABLE

La présence d'une stratification stable, en provoquant l'apparition de la force ascensionnelle, implique que l'énergie de la turbulence ne se trouve plus uniquement sous forme cinétique mais présente également une forme potentielle (équation (II.14)). Cette énergie potentielle, proportionnelle au carré de l'amplitude des mouvements, concerne principalement les grandes échelles. Le vecteur d'onde caractéristique de l'influence de la stratification k_B peut être obtenu en égalant les énergies cinétiques et potentielles contenues à cette échelle :

$$(II.17a) \quad E_p \approx N^2 / k_B^2 \quad E_c \approx k_B \cdot E(k_B) \approx \epsilon_0^{2/3} \cdot k_B^{-2/3}$$

$$(II.17b) \quad k_B = N^{3/2} / \epsilon^{1/2}$$

pour les échelles plus petites, l'effet de la stratification peut être négligé devant les forces inertielles (ce qui justifie l'emploi du spectre inertiel pour estimer l'énergie cinétique). Pour les échelles plus grandes, les particules qui se déplacent verticalement n'ont pas l'énergie cinétique suffisante pour poursuivre leur mouvement : la dynamique de la turbulence doit y être profondément modifiée.

Les études expérimentales montrent l'importance de l'échelle $L_B = 2 \pi / k_B$ (échelle de Lumley - Shur) dans les fluides stratifiés. Le domaine inertiel isotrope n'est réellement observé par Gargett et al. (1984) que pour un espace spectral $k_s/k_B \geq 1000$ et tout mouvement turbulent disparaît (suppression du brassage) si $k_s/k_B \leq 10$ d'après Stillinger et al. (1983).

L'équation (II.13) montre que l'existence d'une stratification stable ($N^2 > 0$) est équivalente à la présence d'un gradient vertical de température potentielle positif. Bien que la température potentielle se conserve au cours des déplacements adiabatiques des particules fluides, elle ne peut pas être considérée comme un traceur passif car la densité du fluide lui est directement reliée et la modification de la densité entraîne une modification des propriétés dynamiques. La non-passivité de la température est confirmée expérimentalement par les mesures de Gargett (1985). Les spectres de températures obtenus dans un fluide stratifié ne vérifient pas les formes universelles prévues pour les constituants passifs.

Evolution globale de la couche turbulente

Dans le paragraphe précédent, on a vu que la stratification stable affectait les grandes échelles de la turbulence où les forces inertielles doivent travailler contre les forces de rappel. Il est intéressant de voir comment ce travail est utilisé au niveau de la couche turbulente prise dans sa totalité.

A l'origine, la couche stratifiée comporte un gradient de densité dirigé vers le bas et un gradient de température potentielle dirigé vers le haut. La turbulence, au cours de son évolution, va brasser la matière de cette couche. Des particules denses, en provenance du bas, vont être amenées dans la partie supérieure. Malgré la baisse de pression, leur densité sera supérieure à celle de l'environnement (puisque la stratification est stable) et leur température sera inférieure. Le mouvement étant turbulent (et non ondulatoire) l'effet net de ce brassage sera de réduire les valeurs absolues des gradients de densité et de température potentielle : c'est le phénomène d'érosion des gradients par la turbulence.

Dans le cas limite d'une turbulence très intense, la température potentielle sera totalement uniformisée. Au cours de l'évolution de ces gradients, le centre de gravité de la couche s'élève et de la chaleur est transportée du haut en bas de la couche.

D'un point de vue macroscopique, le travail de la turbulence contre les forces ascensionnelles a donc deux effets : un effet mécanique d'augmentation de l'énergie potentielle de gravité de la couche dans sa totalité et un effet thermique qui consiste à déplacer de la chaleur. Si le gradient de température (ordinaire) vérifie $-\Gamma_a < \frac{dT}{dz} < 0$ ce transport de chaleur s'effectue en direction opposée au transport par diffusion (depuis une région froide vers une région chaude) la turbulence se comporte alors comme une machine frigorifique (Hinze "Turbulence" p. 472).

Effet sur le transport vertical

Après avoir étudié l'effet global de la turbulence sur la stratification il faut maintenant examiner l'effet de celle-ci sur la capacité de la turbulence à transporter verticalement des constituants. Pour homogénéiser le milieu, la turbulence doit travailler contre les forces ascensionnelles. La puissance dissipée par unité de masse est proportionnelle au flux vertical de masse :

$$(II.18) \quad p = \frac{g}{\rho} \langle \rho' \cdot w' \rangle \approx - \frac{g}{\theta} \langle \theta' \cdot w' \rangle$$

(Weinstock (1978), Monin et Yaglom t. 1 p. 398). Il est en général possible de supposer que le flux $\langle \theta' \cdot w' \rangle$ est proportionnel au gradient vertical de température potentielle (c'est l'hypothèse de la "diffusion turbulente"), dans ce cas, la puissance dissipée est proportionnelle à N^2 (formule II.13).

La stratification a donc une influence directe sur le transport en atténuant rapidement l'énergie des tourbillons d'échelles $\geq L_b$ une partie importante de cette énergie est convertie sous forme potentielle et donne lieu à des mouvements ondulatoires dont les propriétés vis à vis du transport sont radicalement différentes. En l'absence de source d'énergie, la turbulence est amortie rapidement sous l'action de la viscosité (aux petites échelles) et des forces ascensionnelles (aux grandes échelles).

Avec la diminution de l'énergie, l'espace spectral entre k_B et k_S diminue et la turbulence finit par disparaître au bout d'une durée de l'ordre de quelques périodes de Brunt-Väissälä.

Le flux de matière associé cesse alors complètement et, si le brassage n'a pas eu le temps d'homogénéiser la densité (dans le cas des stratifications les plus stables), la gravité peut alors reprendre son rôle stabilisateur : les particules déplacées dont l'identité n'a pas été complètement effacée par la turbulence reviennent lentement vers leur position d'équilibre. C'est la phase de restratification laminaire observée par Stillinger et al. (1983).

E) DIVERSES APPROCHES QUANTITATIVES

Dans le domaine d'échelles de dimensions $\geq L_B$, l'effet de la stratification est de provoquer des échanges d'énergie entre les formes potentielle et cinétique. Mais cet échange n'est que partiellement réversible à cause du brassage turbulent qui modifie la stratification du milieu. De nombreuses études ont cherché à préciser le comportement de la turbulence dans ce domaine d'échelles connu sous le sigle anglais de B.R. (de l'anglais "Buoyancy Range"). Des approches théoriques, expérimentales et numériques ont été suivies - quelques résultats sont présentés ci-dessous.

L'hypothèse quasi-inertielle

Cette approche conserve les raisonnements utilisés dans le domaine inertiel : elle suppose un état dynamique essentiellement stationnaire en équilibre vis-à-vis des flux d'énergie qui le traversent. Cette hypothèse a été introduite et explicitée par Lumley (1964) puis reprise par Weinstock (1978). Cette approche suppose que la turbulence est peu perturbée par la stratification et que la puissance dissipée par les mouvements d'une échelle donnée pour lutter contre les forces ascensionnelles est faible vis-à-vis du taux de transfert de l'énergie en direction des échelles inférieures.

Il s'agit donc d'une approche de type "théorie des perturbations". Dans ces conditions, la répartition de l'énergie entre les différentes échelles ne dépend que du taux de transfert de cette énergie $\epsilon(k)$ qui est devenu fonction du vecteur d'onde à cause de la dissipation dans le B.R. et le spectre peut encore s'écrire sous la forme : (analogue à (II.15))

$$(II.19) \quad E(k) = \alpha \epsilon^{2/3}(k) \cdot k^{-5/3}$$

Le transfert de l'énergie étant supposé peu perturbé, Lumley qualifie le comportement de la turbulence de "quasi-inertiel" et en particulier suppose que les écarts à l'isotropie restent faibles.

La variation de ϵ en fonction de k est régie par une équation différentielle qui prend en compte la puissance des forces ascensionnelles dont on a vu qu'elle était proportionnelle à N^2 . Lumley, en supposant une dépendance universelle de cette puissance dissipée vis-à-vis de ϵ et de k , établit sur des bases dimensionnelles l'équation :

$$(II.20) \quad \frac{d\epsilon}{dk} = -C N^2 \epsilon^{1/3} k^{-7/3}$$

où C est une constante sans dimensions qui doit être précisée expérimentalement. La solution de cette équation différentielle s'écrit :

$$(II.21) \quad \epsilon^{2/3}(k) = \epsilon_0^{2/3} \cdot (1 + (k/k_B)^{-4/3}) \quad \text{avec } k_B = \left(\frac{C}{2}\right)^{3/4} \cdot \frac{N^{3/2}}{\epsilon_0^{1/2}}$$

en tenant compte de la condition aux limites : $\epsilon \rightarrow \epsilon_0$ pour k dans le domaine inertiel. L'expression de k_B obtenue précédemment est retrouvée ici à une constante de l'ordre de l'unité près, et cette théorie quasi-inertielle, qui retrouve la formule (II.15) comme cas limite pour $k \gg k_B$, prédit un comportement spectral de la forme :

$$(II.22) \quad E(k) = \left(\frac{\alpha C}{2}\right) N^2 \cdot k^{-3}$$

indépendant de ϵ_0 dans le B.R.

Limitations de cette approche

Lumley lui-même, dans son article, signale les difficultés rencontrées par cette approche : la solution $\epsilon(k)$ obtenue ne vérifie pas les hypothèses de départ faites pour obtenir la forme du spectre (II.19). En effet, la puissance dissipée dans le B.R. pour vaincre les forces ascensionnelles est supérieure à celle qui est transférée en direction des échelles inférieures : dans ces conditions, l'approche de type "perturbation" et l'hypothèse quasi-inertielle qui en résulte doivent être considérées avec prudence.

L'approche de Weinstock (1978) reprend exactement le même schéma mais estime la puissance dissipée dans le B.R. grâce à une modélisation de l'interaction entre les ondes de gravité et la turbulence. Cette estimation, partiellement numérique, ne nécessite aucune hypothèse sur la forme de sa dépendance vis-à-vis des autres paramètres. Les formules proposées diffèrent de celles de Lumley et apportent une solution partielle aux problèmes rencontrés par celles-ci. Toutefois, les formules de Weinstock nécessitent l'introduction d'un paramètre supplémentaire et leur domaine d'applicabilité en direction des grandes échelles n'est pas clairement délimité.

En tout état de cause, ces théories quasi-inertielles ne considèrent, par hypothèse, que des spectres isotropes. Elles ne peuvent donc pas fournir d'information sur les modifications spécifiques apportées aux mouvements verticaux par la stratification ni par conséquent sur la réduction des capacités de brassage de matière qui en résulte. On peut toutefois retenir quelques résultats de cette approche : la fuite d'énergie en direction de la forme potentielle est très importante dans le B.R. et il faut s'attendre à un accroissement de la pente du spectre dans ce domaine. La pente - 3 prédite par la théorie de Lumley correspond à la pente observée dans la partie basse fréquence des spectres de Shur (1962). Cette même pente sera fréquemment retrouvée par la suite.

Quelques approches théoriques anisotropes

Des tentatives théoriques ont été faites pour prédire le comportement anisotrope de la turbulence en présence d'une stratification stable. Généralement, le problème est traité dans le cadre de l'approximation de Boussinesq : les variations de densité ne sont prises en compte que dans l'expression de la force d'Archimède.

Tchen (1975) a décomposé les mouvements turbulents en différentes échelles. Les équations gouvernant les mouvements à une certaine échelle dépendent alors de moyennes statistiques portant sur les mouvements d'échelle inférieure. Il faut alors faire des hypothèses physiques pour clore cette cascade d'équations. Tchen y parvient en supposant que les échanges entre énergies cinétique et potentielle se font suivant certains modes privilégiés : il prédit alors un B.R. où les spectres d'énergies cinétique et potentielle sont donnés par

$$(II.23.a) \quad F = R.k^{-3} \text{ cinétique}$$

$$(II.23.b) \quad G = N^2.k^{-3} \text{ potentielle}$$

avec R (vorticité totale) $\gg N^2$. L'anisotropie est prise en compte au niveau des coefficients de diffusion turbulente mais la théorie laisse les coefficients numériques indéterminés. L'analogie entre le spectre d'énergie potentielle (II.23.b) et le spectre de Lumley (II.22) est frappante malgré les approches radicalement différentes.

Une autre voie a été suivie par Sazontov (1979) : la méthode suivie consiste à chercher la forme mathématique la plus générale qui satisfasse les contraintes imposées par les équations du mouvement ainsi qu'un certain nombre de propriétés statistiques et d'hypothèses simplificatrices d'origine physique. Cette méthode est voisine de l'analyse dimensionnelle et permet de déduire le comportement des variables étudiées en terme de fonctions universelles (non précisées) dépendant de combinaisons sans dimension des paramètres du problème. L'anisotropie est prise en compte par une transformation d'échelle suivant l'axe z (il s'agit donc d'une isotropie "aplatie").

En faisant l'hypothèse que le spectre dans le B.R. est indépendant de ϵ_0 (puisque seule une faible partie de l'énergie parvient dans le domaine dissipatif). Le spectre tridimensionnel se met sous la forme :

$$(II.24) \quad F(k_x, k_y, k_z) = \frac{N^2 \cdot k^2}{k_z^3 \cdot k_H^4} \psi(k_z \cdot L_0) \quad \text{avec} \quad \begin{cases} k_H^2 = k_x^2 + k_y^2 \\ k^2 = k_H^2 + k_z^2 \end{cases}$$

ψ est une fonction universelle (inconnue) et L_0 est la taille caractéristique des plus petites inhomogénéités sur lesquelles la stratification a un effet. Le spectre unidimensionnel déduit par intégration de (II.24) a une forme équivalente au spectre de Lumley.

Ces quelques exemples montrent que les diverses théories, malgré des difficultés qui leur sont spécifiques, aboutissent toutes à prédire une influence importante de la stratification sur le niveau du spectre (variation en N^2) et que la plupart indiquent une variation en k^{-3} dans le B.R.

Approche évolutive

Les différentes théories présentées, décrivaient toutes le B.R. comme un état quasi-stationnaire, en équilibre dynamique vis-à-vis d'un flux d'énergie permanent. L'approche de Gibson (1980) vise au contraire à décrire l'évolution de la turbulence dans un milieu stratifié de manière stable en l'absence de toute source d'énergie. Dans ces conditions, la puissance dissipée par la turbulence pour travailler contre les forces ascensionnelles (aux grandes échelles) et contre les forces visqueuses (aux petites échelles) provoque une diminution rapide de l'énergie turbulente. Dans le domaine inertiel, le taux de transfert de l'énergie ϵ_0 diminue et ses limites spectrales $k_s = \frac{\epsilon^{1/4}}{\nu^{3/4}}$ et $k_B = \frac{N^{3/2}}{\epsilon^{1/2}}$ se rapprochent.

Quand l'espace spectral devient insuffisant, la turbulence inertielle cesse tout-à-fait. Les fluctuations de vitesse et de température qui persistent dans le fluide après cette disparition sont qualifiées par Gibson de "turbulence fossile". Gibson (1981) établit que, au cours de la décroissance, les échelles turbulentes sont limitées par la condition :

$$(II.25) \quad 1,2 L_B \geq L \geq 15 L_s$$

Le taux de dissipation minimal est obtenu quand ces échelles sont égales et conduit à $\epsilon_{turb} \geq 30 \nu N^2$. Selon ce schéma, la turbulence fossile est constituée de mouvements à caractère ondulatoire dont l'énergie correspond à celle dissipée par la turbulence active contre les forces ascensionnelles et d'importantes fluctuations de température.

En effet, dans le domaine inertiel de la turbulence active, un traitement de la température en tant que traceur passif prédit un spectre de fluctuations de la forme :

$$(II.26) \quad \Phi_T = \beta \chi \epsilon^{-1/3} k^{-5/3}$$

où χ est le taux de dissipation de la variance de température par la diffusion de la chaleur. Ce spectre montre que, parallèlement à la diminution de ϵ , les fluctuations de température augmentent au cours de la disparition de la turbulence (dépendance en $\epsilon^{-1/3}$). Dans la réalité, la situation est compliquée par le fait que χ n'est pas constant mais surtout par les modifications provoquées par la turbulence elle-même sur le profil moyen de température. Autrement dit, la température est dynamiquement active. Cependant, il est physiquement raisonnable de supposer qu'au cours de l'évolution initiale de la turbulence, les fluctuations de température augmentent car le brassage déplace des particules fluides à des distances toujours croissantes de leur position initiale. Par la suite, quand le brassage disparaît, la diffusion moléculaire parvient à dissiper ces fluctuations mais la durée de persistance de la turbulence fossile est nettement supérieure à celle de la turbulence active car la diffusion de la chaleur est un phénomène lent (l'air est un bon isolant thermique).

Cette description de l'évolution de la turbulence semble rendre compte de manière assez précise d'expériences de laboratoire (examinées plus loin) par contre, son utilité pour la description de la turbulence océanique a été mise en cause par Caldwell (1983) pour qui les sources de la turbulence sont des phénomènes continus dans l'espace et le temps qui s'accordent mal avec la description à caractère impulsif proposée par Gibson. Il convient de noter que cette approche ne propose pas de description quantitative des fluctuations dans le domaine d'échelles contrôlées par la stratification : Gibson parle simplement d'un champ d'ondes de gravité internes.

Turbulence stratifiée

Une méthode pour suivre l'évolution de la turbulence dans un milieu stratifié consiste à simplifier le système d'équation qui la décrit en faisant des hypothèses a priori sur la nature et les ordres de grandeur des fluctuations étudiées. Ces valeurs caractéristiques sont alors utilisées pour dédimensionner les équations. Une telle démarche a été suivie par Riley et al. (1981) pour rendre compte de certaines caractéristiques d'une simulation numérique (décrite plus loin). Cette approche a été reprise dans un cadre plus général par Lilly (1983).

Les équations effectivement utilisées dépendent d'un paramètre unique, un nombre de Froude associé aux fluctuations, et qui peut s'interpréter comme une mesure de l'importance relative des énergies cinétique et potentielle. Quand l'énergie est essentiellement sous forme cinétique (Froude grand), les temps et les échelles spatiales caractéristiques sont petits devant la période de Brunt-Väisälä (τ_{BV}) et l'échelle de Lumley (L_p) respectivement. Les équations se réduisent à celles de la turbulence tridimensionnelle homogène et isotrope. Quand l'énergie se répartit entre les formes cinétique et potentielle (Froude ≈ 1), les équations correspondent aux mouvements ondulatoires (ondes de gravité internes). Enfin les solutions correspondant à un nombre de Froude petit (énergie potentielle grande devant l'énergie

cinétique) sont interprétées par Lilly comme de la turbulence bidimensionnelle. Les mouvements horizontaux sont verticalement découplés et l'importance de l'énergie potentielle résulte de l'advection horizontale et non des déplacements verticaux comme dans le cas ondulatoire.

L'application de cette théorie à l'atmosphère conduit Lilly à interpréter les mouvements de méso-échelle comme de la turbulence quasi-bidimensionnelle alimentée par une cascade "inverse" d'énergie dont la source se situerait dans "l'effondrement" de la turbulence tridimensionnelle. Cette interprétation repose sur la possibilité d'une séparation spatiale et spectrale entre les ondes (qui se propagent) et la turbulence bidimensionnelle (dont l'énergie alimente les grandes échelles). Dans l'atmosphère, une telle séparation apparaît difficile du fait de la multiplicité des sources et de l'apparition rapide d'instabilités (résultant de la croissance des gradients verticaux). De plus, dans l'état actuel de son développement, cette théorie ne donne aucune indication concernant les spectres verticaux des fluctuations.

Approches expérimentales

Le problème a également été abordé par le côté expérimental. On peut distinguer plusieurs types d'expériences : les expériences en milieu naturel, les expériences de laboratoire et les expériences numériques.

Observations en milieu naturel

Les observations in situ de la turbulence de petite échelle en cas de stratification stable et en atmosphère libre sont rares à l'exception des mesures obtenues par J. BARAT grâce à l'utilisation d'un anémomètre ionique : BARAT (1982a). Je reviendrai en détail sur ces mesures dans la suite de ce travail.

Les observations dans la couche limite atmosphérique sont plus nombreuses, mais plus délicates à interpréter car les conditions aux limites imposent des paramètres supplémentaires. Une paramétrisation de la partie basse fréquence des spectres de vitesse horizontale obtenue par

Larsen et al. (1985) montre clairement la présence d'un domaine de la forme $N^2 \cdot k^{-3}$ dans les cas de stratification stable. Le niveau observé pour ces spectres basse fréquence apparaît indépendant de celui observé dans le domaine inertiel de la turbulence conformément aux prévisions théoriques.

Une étude expérimentale très détaillée du comportement spectral de la turbulence dans l'océan a été publiée par Gargett et al. (1984) pour les spectres de vitesse et Gargett (1985) pour ceux de température. Ces observations montrent l'influence de l'espace spectral disponible $I = k_s/k_B$ sur l'existence et les propriétés du domaine inertiel. Pour les grandes valeurs de $I \geq 1000$, les spectres de vitesse sont conformes au modèle inertiel isotrope sur une à deux décades.

Quand l'espace spectral diminue $600 \leq I \leq 900$ les premiers écarts à l'isotropie apparaissent dans le domaine basse fréquence (au voisinage de k_B) : les spectres transverses voient leur niveau baisser mais aucune différence significative n'existe entre les spectres transverses de vitesses verticales ou horizontales.

L'étape suivante $200 \leq I \leq 300$ voit disparaître complètement le domaine inertiel sur les spectres transverses (qui restent cependant identiques) au profit d'un domaine de pente - 1. Le spectre longitudinal conserve pour l'essentiel un comportement inertiel mais commence à s'écarter de la pente - 5/3 dans sa partie basses fréquences. Enfin, quand l'espace spectral se réduit à $50 \leq I \leq 100$, le spectre longitudinal abandonne le comportement inertiel et sa pente diminue. Les spectres transverses présentent encore une pente - 1 mais commencent à différer aux fréquences les plus basses : les mouvements verticaux y étant atténués de manière préférentielle.

Tout au long de cette évolution, les mouvements semblent avoir conservé un comportement universel et isotrope dans le domaine dissipatif. Les spectres de température, quant à eux, montrent essentiellement que celle-ci ne peut pas être considérée comme un traceur passif et que les phénomènes d'intermittence doivent être pris en compte dans leur interprétation. Aucun modèle théorique ne semble rendre compte de manière satisfaisante de ces observations, même quand les spectres de vitesses présentent un domaine inertiel isotrope étendu.

Observations en laboratoire

Ces observations concernent en général l'étude de la décroissance de la turbulence obtenue par passage d'une grille dans un fluide en présence ou en l'absence de stratification.

Dickey et Mellor (1980) ont utilisé une grille tirée verticalement dans un réservoir. Ce montage permet d'étudier la décroissance pendant des temps très longs. Les expériences faites en milieu non stratifié montrent une décroissance régulière où l'énergie cinétique est proportionnelle à l'inverse du temps (l'origine est comptée au passage de la grille). En présence d'une stratification, la période initiale de décroissance est exactement identique mais au bout d'un temps de l'ordre de 0,8 période de Brunt Väissälä⁽¹⁾ l'énergie cinétique devient quasiment constante et présente de petites fluctuations autour d'une valeur moyenne lentement décroissante. Ces fluctuations sont plus importantes sur la composante verticale de l'énergie cinétique. Dickey et Mellor interprètent leurs mesures comme une transformation de l'énergie cinétique turbulente en énergie ondulatoire, les fluctuations de l'énergie cinétique résultent alors de la combinaison aléatoire des phases au moment des mesures. Weinstock (1984) en propose une interprétation différente : le passage de la grille dans la cuve d'expérience induit une onde de gravité d'amplitude importante (vis-à-vis des fluctuations turbulentes). Cette onde a été observée par Dickey et Mellor sous forme d'une vitesse d'ensemble périodique. Weinstock propose que la production de la turbulence soit couplée aux gradients de vitesse et de température associés à l'onde par l'intermédiaire d'un nombre de Richardson local. Ce couplage lui permet de reproduire avec une assez grande fidélité les variations observées par Dickey et Mellor en utilisant une intégration numérique des équations. Il observe en particulier la transition brutale du taux de décroissance après environ une période de Brunt-Väissälä ($\tau_{B,v}$). Il faut toutefois noter que le modèle de Weinstock est un modèle isotrope et il convient de considérer avec précaution ses prédictions pour des temps supérieurs à $\tau_{B,v}$.

⁽¹⁾ - Cette valeur résulte du modèle proposé par Dickey et Mellor dans leur partie 6, bien qu'ils ne fassent pas ce calcul dans leur article.

Une autre expérience a été réalisée par Stillinger et al. (1983) avec plusieurs valeurs de stabilité (mesurée par N). Les résultats sur la décroissance de l'énergie sont essentiellement les mêmes que ceux de Dickey et Mellor. Parallèlement aux mesures d'énergie cinétique, Stillinger et al. mesuraient le flux vertical de matière et estimaient plusieurs échelles caractéristiques de l'évolution de la turbulence. Les résultats de ces mesures sont conformes au schéma proposé par Gibson : les valeurs expérimentales conduisent à une turbulence active dans le domaine :

$$(II.27) \quad 1,4 L_B \geq L \geq 15,4 L_S$$

très comparable à (II.25) et à une valeur minimale pour $\epsilon \geq 24,5 \nu N^2$ au lieu de $30 \nu N^2$ proposé par Gibson.

Le flux de matière, provoqué par la turbulence, cesse d'autant plus vite que la stratification est plus stable et, dans le cas des stabilités les plus élevées, Stillinger et al. ont observé une inversion de ce flux correspondant à la restratification laminaire du milieu. Dans cette expérience également, des oscillations sont observées sur l'énergie cinétique verticale après la période initiale de décroissance monotone.

Enfin, des spectres de vitesse sont calculés mais l'espace spectral (au sens de Gargett, 1984) varie entre $85 \geq I \geq 7$. Aucun domaine inertiel ne peut donc être présent et la valeur limite proposée pour l'existence de la turbulence $I \approx 11$ complète vers la bas la séquence observée par Gargett et al.

Les spectres obtenus (stratifiés ou non) montrent une partie approximativement plate dans le domaine des basses fréquences spatiales, l'étude des spectres longitudinaux et transverses obtenus dans le cas non stratifié montre que ceux-ci s'écartent progressivement de l'isotropie au cours de la décroissance.

Expériences numériques

Les simulations numériques de la turbulence sur ordinateur constituent une approche prometteuse mais elles sont encore très limitées par les puissances de calcul disponibles à l'heure actuelle. Riley et al. (1981) ont réalisé une simulation sur une grille de $(32)^3$ points dans l'approximation de Boussinesq. Les limites imposées sur la résolution spectrale (le rapport des échelles représentables est au maximum de 16) ne permettent pas de tirer des conclusions directement applicables aux écoulements géophysiques. Toutefois, ces expériences ont montré l'apparition d'oscillations visibles aussi bien sur l'énergie cinétique que sur l'énergie potentielle. Ces oscillations concernent essentiellement les mouvements verticaux.

Le calcul du flux vertical de matière montre l'existence d'un flux vertical élevé suivi d'une période de reflux comparable aux mesures faites en laboratoire (Stillinger). Un résultat intéressant résulte du fait qu'il est possible de suivre l'évolution des différents processus au cours de la simulation. Riley et al. montrent que la présence de la stratification inhibe sélectivement le transfert spectral dû aux composantes verticales de la vitesse en moins d'une demi-période $\tau_{B,v}$. Ils montrent également que la diminution du taux de transfert spectral observée sur l'énergie cinétique est presque compensée par le transfert apparu sur l'énergie potentielle.

Métais (1985) a réalisé une simulation sur une grille de même taille mais en incorporant une modélisation des échelles sous-mailles par un tenseur de diffusion turbulente. Ici encore les résultats sont l'apparition d'oscillations sur les énergies cinétiques verticales et potentielles (en opposition de phase) et d'un flux vertical de matière suivi d'un reflux. On peut noter que, d'une manière générale, les simulations numériques ne parviennent pas à reproduire la transition brutale entre un régime de décroissance comparable au cas non stratifié et un régime quasi-conservatif observé dans les expériences de laboratoire.

F) L'APPROCHE ONDULATOIRE

Toutes les approches de la turbulence dans le B.R. examinées ont montré l'importance, pour la description physique des phénomènes, de l'échange entre énergie cinétique et énergie potentielle. Certaines ont montré que la stratification se manifestait par des taux de transfert spectral réduits et une décroissance lente de l'énergie convertie sous forme ondulatoire. Il est donc intéressant de tenter de décrire ces phénomènes en termes ondulatoires.

Lumley lui-même (1964), dont l'approche est pourtant typiquement "turbulente", écrit dans la partie discussion de son article : <<Il a été suggéré que la partie basses fréquences spatiales des résultats de Shur représentent des ondes internes aléatoires plutôt que de la turbulence. Ceci est une question de sémantique et est relié à une définition appropriée du phénomène "turbulence">>. La description ondulatoire des fluctuations de vitesse et de température dans un milieu stratifié a été introduite à l'origine dans l'océan (Garrett-Munk, 1975) puis dans l'atmosphère (VanZandt, 1982). Elle emprunte à la turbulence sa description statistique des phénomènes : il s'agit d'ondes de gravité aléatoires.

La formulation initiale de cette description concernait des échelles nettement supérieures à celle de la turbulence (≥ 100 m) mais des mesures récentes, essentiellement obtenues par radar (Waterman et al., 1985) mais également in situ (Dalaudier, cette thèse) indiquent la présence de fluctuations fortement anisotropes jusqu'à des échelles de quelques mètres.

Comparaison des approches ondulatoires et turbulentes

L'approche turbulente est basée sur une vision essentiellement non-linéaire des phénomènes, les interactions entre les différentes échelles sont fortes et la répartition de l'énergie est contrôlée essentiellement par ses flux. Les fluctuations sont décrites de manière statistique, mais les raisonnements dimensionnels qui jouent un grand rôle

dans cette approche rendent difficilement compte de l'anisotropie des mouvements : la notion d'échelle est globale et ne comporte pas d'information sur la direction. Du fait de la forte dissipation de l'énergie, la présence et l'intensité de la turbulence sont directement liées à ses sources (instabilités dynamique ou convective) aussi bien dans le temps que dans l'espace.

Les bases de l'approche ondulatoire semblent à première vue radicalement différentes. Les fluctuations sont décrites comme la superposition linéaire d'ondes de gravité internes de toutes fréquences et vecteurs d'ondes (satisfaisant chacune à l'équation de dispersion). L'amplitude de chaque onde est une variable aléatoire. La répartition en fréquence (spatiale et temporelle) de ces amplitudes produit des spectres de fluctuations dont la forme est "universelle".

Contrairement à la turbulence, les ondes sont caractérisées par un faible taux de dissipation. Leur grande durée de vie et leur capacité à se propager rendent leur présence et leur intensité quasi-indépendantes de la répartition spatio-temporelle des sources. Cette caractéristique explique la possibilité de trouver une forme universelle pour le spectre des fluctuations (sauf à proximité immédiate d'une source en activité).

Les propriétés de transport des ondes sont également très différentes de celles de la turbulence. Pour les faibles longueur d'onde verticales qui nous intéressent ici (≤ 1 km) le transport de matière est négligeable. Par contre, l'énergie et le moment peuvent être transportés verticalement sur des distances largement supérieures à la longueur d'onde.

Réconciliation possible des deux approches

Ces deux visions, apparemment inconciliables, peuvent toutefois se rapprocher considérablement si l'on tient compte de la réalité des phénomènes étudiés. Les expériences de laboratoire montrent que la turbulence abandonne rapidement son comportement dissipatif en présence d'une stratification. Les fluctuations prennent alors un caractère ondulatoire et persistent pendant des durées considérables comparées aux durées de vie observées en l'absence de stratification. Cette constatation a amené Gibson à proposer la notion de turbulence fossile.

D'un autre côté, le comportement d'une onde de gravité ne peut pas être considéré comme linéaire : le phénomène de saturation (Fritts, 1984) qui limite la croissance de l'amplitude en fonction de l'altitude contribue à donner aux fluctuations leur spectre universel tout en provoquant turbulence, dépôt de moment et d'énergie. De même, la superposition des ondes ne peut pas être considérée comme linéaire et on a identifié (Yeh et Liu, 1985) de nombreux processus d'interaction et de transfert spectral.

Enfin, les deux phénomènes ne peuvent pas être considérés indépendamment : la saturation des ondes provoque l'apparition de turbulence et de ce fait contrôle indirectement le transport des constituants mineurs (Weinstock, 1982), parallèlement la décroissance de la turbulence dans un milieu stratifié génère des ondes de gravité et constitue ainsi l'une des sources des fluctuations observées.

Forme du spectre des fluctuations

La forme détaillée du modèle spectral des fluctuations ondulatoires est présentée dans l'Annexe A. Toutefois, il est intéressant d'examiner ici l'une de ses caractéristiques. La théorie la plus simple qui permet de prédire la forme du spectre des fluctuations est la théorie de la saturation linéaire (Fritts et Rastogi, 1985 ; Sidi et al., 1988); elle suppose que l'amplitude des fluctuations est à la valeur maximale qui conduit pour chaque composante à la limite de la stabilité dynamique ($Ri \geq 1/4$ partout) Ri est le nombre de Richardson (ordinaire) déduit des fluctuations de vitesse et de température dues à une onde :

$$(II.28) \quad Ri = \frac{g}{\theta} \frac{\left(\frac{d\theta}{dz} \right)}{\left(\frac{dU}{dz} \right)^2} \quad U \text{ désigne la vitesse horizontale}$$

Cette condition conduit à un spectre de vitesses horizontales de la forme :

$$(II.29) \quad E_U(k_z) = a \frac{N^2}{k_z^3}$$

où a est une constante de l'ordre de l'unité. Cette forme est exactement comparable au spectre de Lumley (II.22) bien que celui-ci ne fasse pas de distinction entre les directions.

Cet argument est développé par Weinstock (1985b) et l'amène à conclure que la similitude des spectres prédits doit résulter de la similitude des phénomènes décrits par deux approches différentes. L'adaptation de l'amplitude des fluctuations à la valeur locale de la stabilité (N^2) prédite par les deux formules a été observée pour des gammes d'échelles très larges et elle semble se faire sur des épaisseurs de l'ordre de quelques longueurs d'onde. La rapidité de cette adaptation est une preuve supplémentaire du caractère non linéaire du comportement des ondes. Ce point sera examiné de nouveau par la suite.

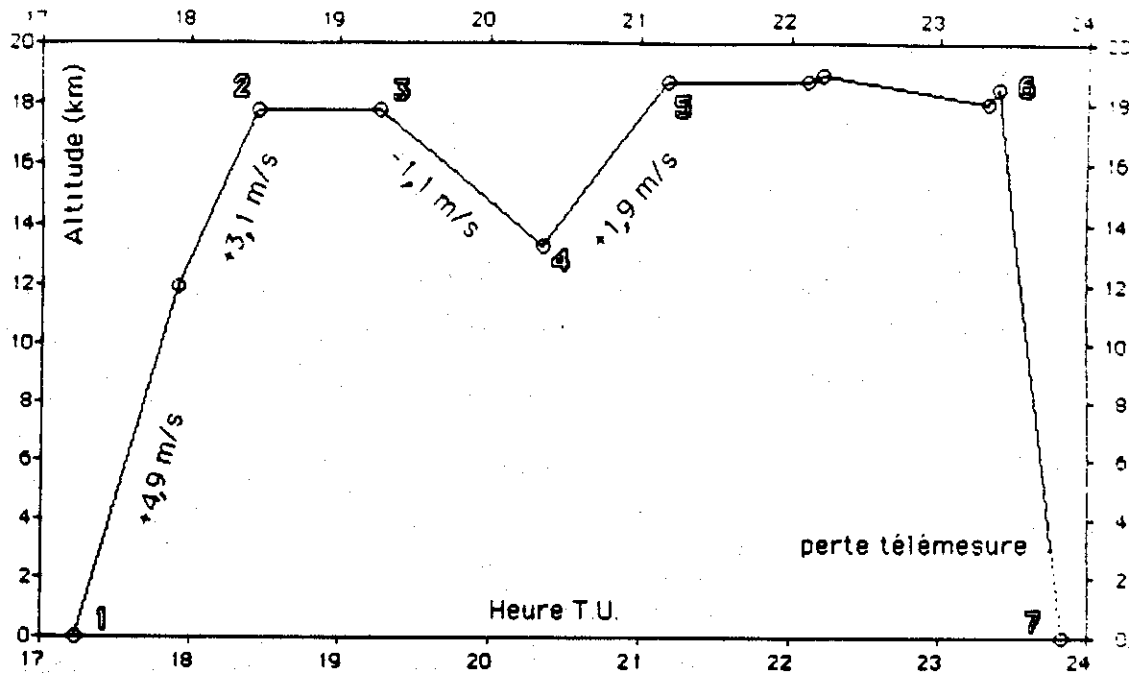


Figure 3.1 : Profil de vol du ballon en fonction du temps (en heure T.U.). Les chiffres de 1 à 7 repèrent les événements décrits dans le tableau III.2. Les vitesses moyennes sont indiquées pendant les phases de montées et de descente.

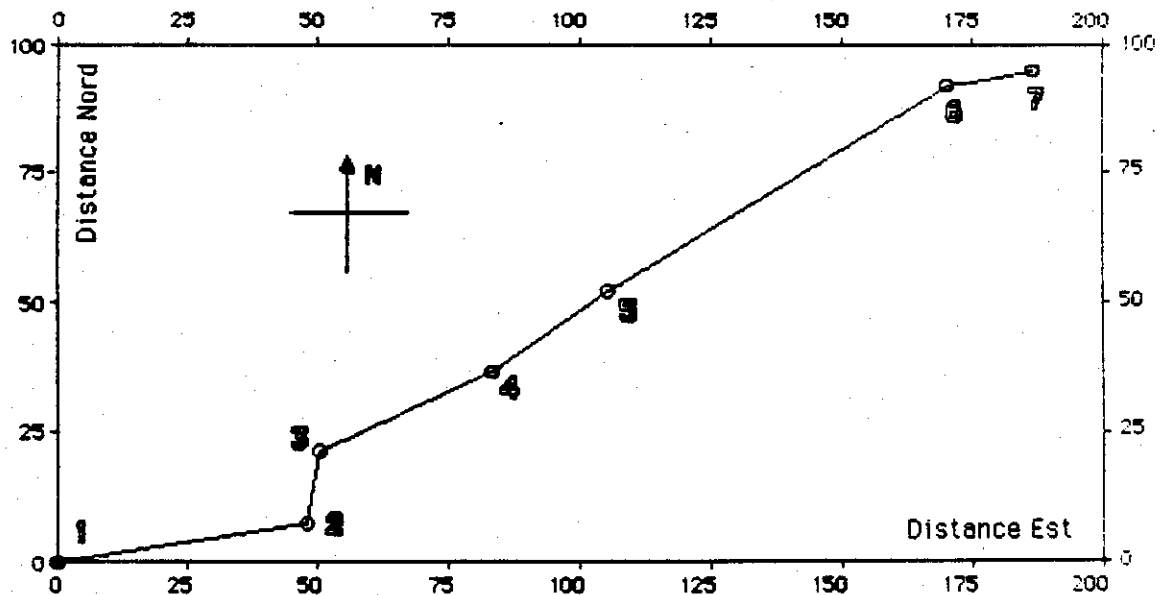


Figure 3.2 : Projection au sol de la trajectoire du ballon. Les distances sont comptées à partir de la base de lancement. Les chiffres de 1 à 7 repèrent les événements décrits dans le tableau III.2.

CHAPITRE III

EXPERIENCE ET TRAITEMENT

A) CONDITIONS EXPERIMENTALES

Les mesures in situ qui constituent le support expérimental de ce travail ont été obtenues par un ballon stratosphérique instrumenté. Le vol a eu lieu le 4 mai 1984 entre 17 h 14 et 23 h 50 (temps universel). Le ballon utilisé était un ballon stratosphérique ouvert de 5000 m³ (soit un diamètre maximal de 21 m) lâché depuis la base du Centre National d'Etudes Spatiales (CNES) d'Aire sur l'Adour dans les Landes. Les coordonnées géographiques de la base sont :

$$(III.1) \quad \left\{ \begin{array}{ll} \text{Longitude} & 0^{\circ}15' \text{ Ouest} \\ \text{Latitude} & 43^{\circ}42' \text{ Nord} \\ \text{Altitude} & 76 \text{ m} \end{array} \right.$$

Le profil vertical simplifié du vol est représenté sur la figure (3.1) et ses principaux éléments sont reportés dans le tableau (III.2). Les vitesses verticales moyennes pendant les phases de montée ou de descente sous ballon sont indiquées sur la figure (3.1). Au cours de la montée initiale, la vitesse ascensionnelle a brutalement diminué au passage de la tropopause vers 11,5 km d'altitude, à cause du changement des conditions de stabilité du milieu traversé. La projection au sol de la trajectoire du ballon est reportée sur la fig. (3.2), les distances sont exprimées en km avec une origine prise à la base de lancement.

Tableau (III.2)

		Heure T.U.	Pression		Durée
(1)	Départ	17 h 14	1003 mb		
(2)	1 ^{er} plafond	18 h 27	78 mb) Montée rapide	73 min.
(3)	Descente	19 h 16	78 mb) Premier palier	49 min.
(4)	Montée	20 h 21	159 mb) Descente lente	65 min.
(5)	2 ^{ème} plafond	21 h 11	68 mb) Montée lente	50 min.
(6)	Séparation	23 h 24	70 mb) Deuxième palier	133 min.
(7)	Au sol	23 h 50	1000 mb) Descente sous parachute	26 min.

Une vision plus détaillée de cette trajectoire pendant la montée initiale est reportée sur la fig. (3.3). La trajectoire de l'expérience est graduée en heures T.U. (au dessus) et en altitudes (au dessous). La position du radar S.T. des Termes d'Armagnac dont il sera question au Chapitre V est également indiquée sur cette figure, ainsi que le point de départ des radio-sondages de Duhort.

Les données présentées par la suite ont été obtenues pendant la phase de montée rapide, de jour et par temps clair. L'expérience a été réalisée dans le cadre de la campagne "LANDES-FRONTIS 84" au cours de laquelle de nombreux radiosondages ont été effectués depuis la station de Duhort-Bachen dont les coordonnées géographiques sont :

(III.3) { Longitude 0° 19' 35'' Ouest
Latitude 43° 42' 52'' Nord
Altitude 140 m

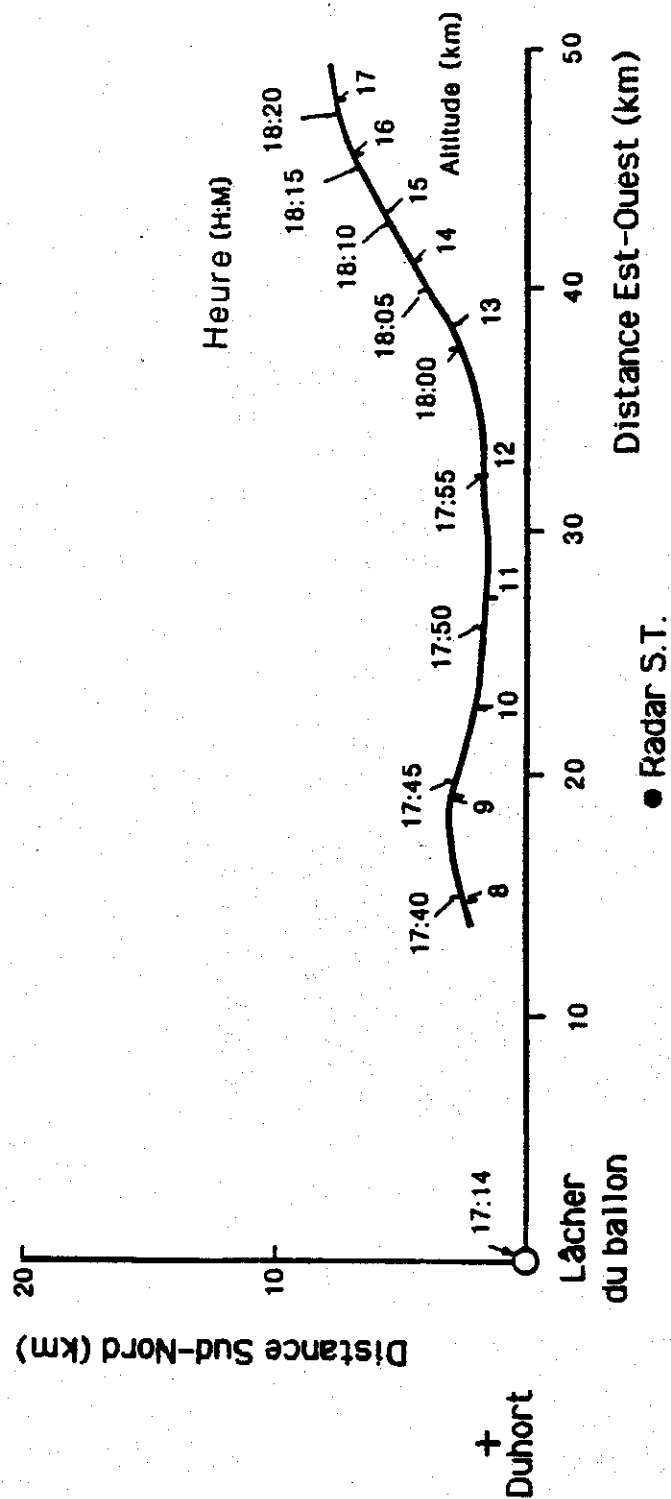


Figure 3.3 : Projection au sol de la trajectoire du ballon pendant la phase de montée initiale. Les distances sont comptées à partir de la base de lancement. La trajectoire est graduée en temps (au-dessus) et en altitude (en-dessous). Les positions du radar S.T. à Termes d'Armagnac et de la base de lancement des radiosondages de Duhort sont indiquées.

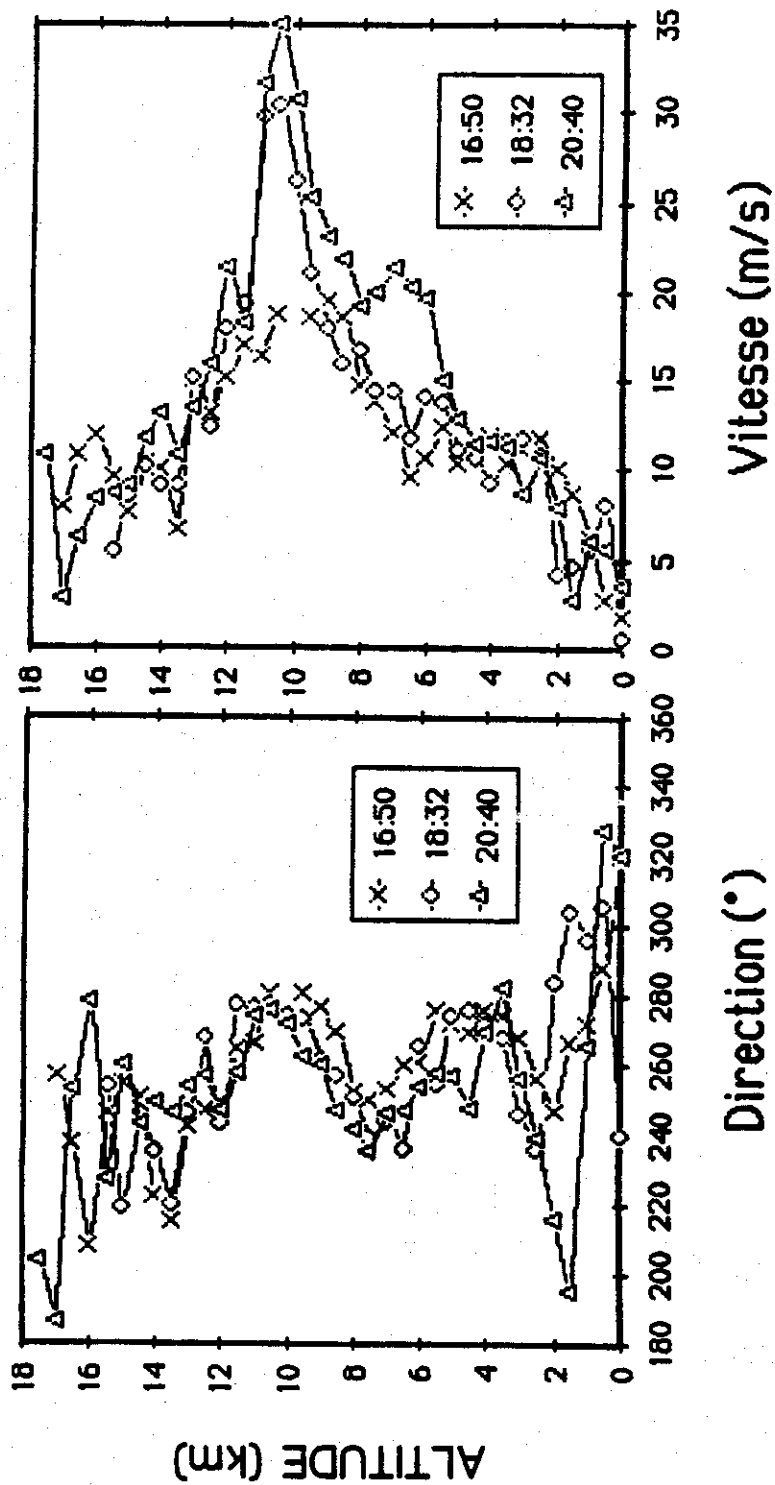


Figure 3.4 : Profils de vent (direction et vitesse) obtenus par trois radiosondages avant et après le lancement du ballon. On remarque un aérojet juste sous la tropopause.

Les profils de vent (direction et vitesse) déduits de trois d'entre eux (encadrant la période de mesures) sont reportés sur la Fig. (3.4). Ces profils indiquent un vent d'Ouest à Nord-Ouest présentant un maximum de vitesse juste en dessous de la tropopause (Aérojet).

Sillage du ballon

L'étude présentée ici porte sur la turbulence atmosphérique, il convient donc de s'assurer que les mesures ne sont pas contaminées par le sillage turbulent du ballon (la possibilité d'une contamination par les fluctuations de vitesse du ballon est examinée plus loin). La nacelle scientifique est suspendue 142 m sous le ballon dont le diamètre maximal est de 21 m. Le rayon maximum du sillage turbulent est égal au diamètre du ballon (Barat et al., 1984). La vitesse verticale maximum de la nacelle étant de 5,5 m/s, pour que la nacelle passe dans le sillage du ballon il faudrait donc que le vent horizontal relatif soit inférieur à $21 \times 5,5 / 142 = 0,8$ m/s. Cela ne semble pas s'être produit au cours de la montée du ballon sauf probablement juste avant l'arrivée au plafond où l'on observe un évènement turbulent nettement plus intense que tous les autres.

B) INSTRUMENTATION

Un schéma de la nacelle indiquant la disposition des divers instruments est donné sur la fig. (3.5). Cette nacelle était munie d'un empennage dans le but d'orienter les anémomètres face au vent relatif. Il faut toutefois noter que cet empennage ne remplit correctement son rôle que si la vitesse verticale reste inférieure à 2 m.s^{-1} (Barat-1982b). Par conséquent, au cours de la montée rapide, la nacelle a pu ne pas être correctement pointée et les indications des anémomètres horizontaux ne seront pas exploitées. Les instruments embarqués étaient :

- un capteur de pression
 - un magnétomètre 3 axes
- } dans le boîtier scientifique

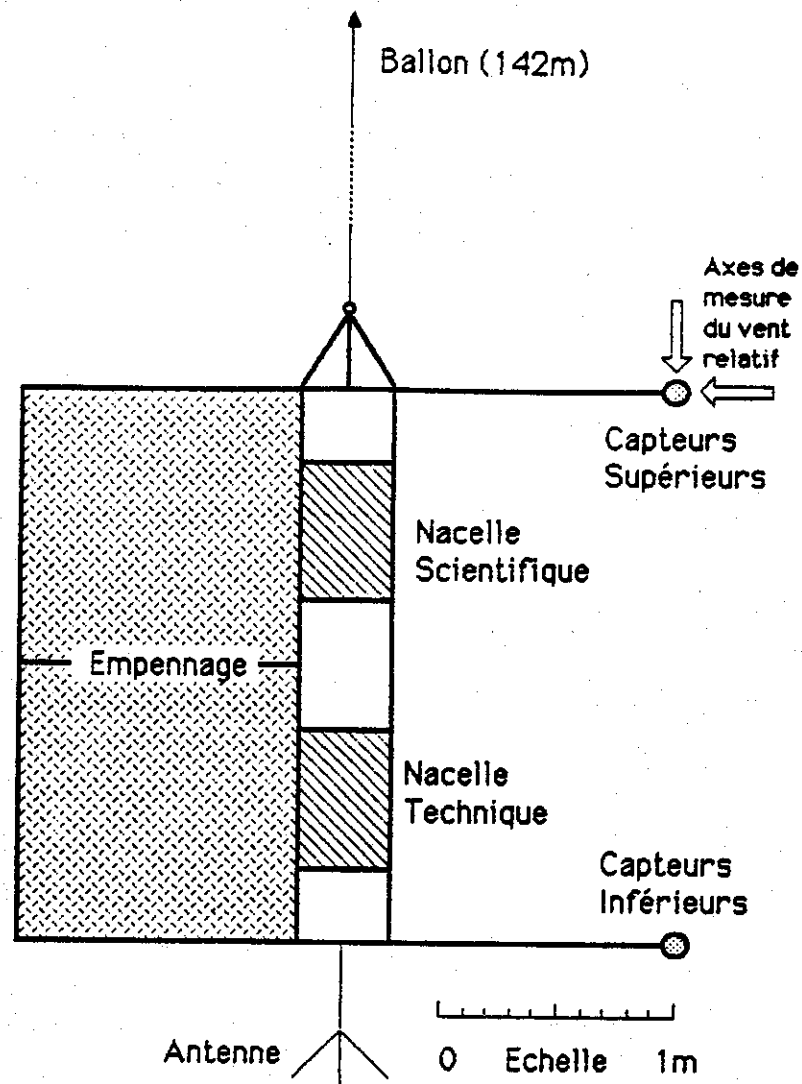


Figure 3.5 : Schéma de la nacelle : les capteurs de vent et de température, à l'extrémité des deux bras, sont orientés face au vent relatif par l'empennage (les axes de mesures du vent relatif sont indiqués). Le baromètre et le magnétomètre sont dans la nacelle scientifique.

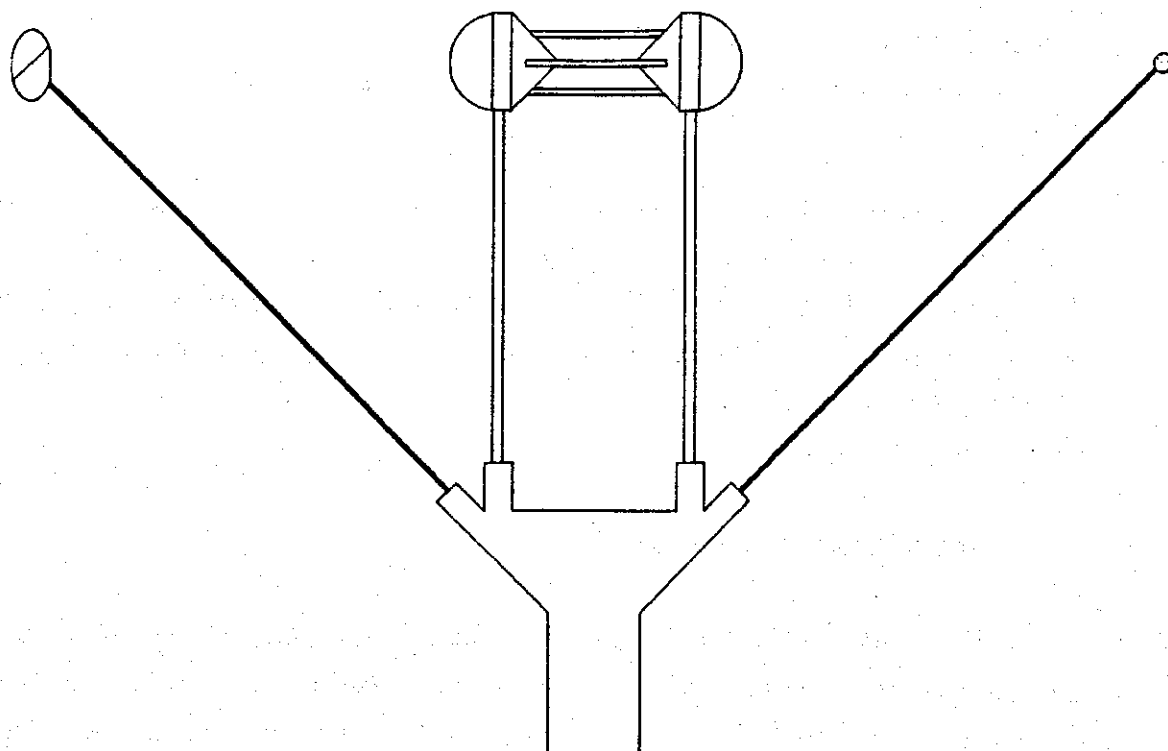


Figure 3.6 : Disposition des capteurs à l'extrémité de chaque bras. Sur une même horizontale, l'anémomètre ionique (au centre) est encadré par les deux capteurs de température (le fin et le grossier). (Les échelles sont ici approximatives).

- deux anémomètres ioniques 2 axes
 - deux capteurs de température gros
 - deux capteurs de température fins
- } à l'extrémité des bras

Les trois derniers instruments sont répartis en deux groupes (un inférieur et un supérieur) séparés verticalement de 2 m 40 et situés à 1 m 20 du corps de la nacelle. La disposition des capteurs à l'intérieur de chaque groupe est indiquée sur la Fig. (3.6). Les trois capteurs sont alignés horizontalement sur une perpendiculaire au bras. Nous allons examiner successivement chaque instrument :

Le capteur de pression

Il s'agit d'un baromètre à capsule anéroïde travaillant à volume constant : un asservissement ajuste en permanence la force nécessaire pour compenser la pression atmosphérique. Cette méthode de mesure assure la linéarité de l'instrument sur toute la gamme de mesure utilisée. Ce baromètre couvrait la gamme [0 - 1115 mb] (1 mb = 100 Pa) et la numérisation sur 12 bits (4096 pas) conduit à un pas de télémessure de 0,27 mb. La fréquence de télémessure du capteur de pression est de 16 Hz.

Le magnétomètre 3 axes

Ce capteur mesure l'intensité du champ magnétique terrestre par rapport à 3 axes orthogonaux liés à la nacelle. Les valeurs mesurées permettent de reconstituer l'attitude de celle-ci. Les axes X et Y permettent de mesurer dans la gamme [- 350, + 350] mG (1 mG = 10^{-7} Tesla) et l'axe Z dans la gamme [- 600, + 600] mG. Les champs "horizontaux" mesurés ont une amplitude de 196 ± 3 mG permettant une détermination de l'orientation horizontale de la nacelle avec une précision de l'ordre du $1/10^{\text{ème}}$ de degré. Les 3 mesures du champ magnétique sont télémessurées avec

une fréquence de 32 Hz. L'orientation de la nacelle par rapport au vent relatif n'étant pas réalisée pendant la montée, le magnétomètre a été utilisé principalement pour surveiller les mouvements de la nacelle susceptibles de perturber les mesures anémométriques (oscillation, pendulage,...).

Les anémomètres ioniques

Le principe et les performances de ce type d'instruments sont décrits par Barat (1982c). Une décharge corona est établie entre un fil conducteur très fin ($\varnothing \approx 100 \mu\text{m}$) et quatre électrodes cylindriques, d'axe parallèle au fil (voir Fig. (3.7 a et b)). La mesure des courants collectés sur deux électrodes opposées fournit l'une des composantes du vent. Les 4 électrodes autorisent la mesure simultanée de deux composantes du vent. La bande passante de ce type d'anémomètres permet des mesures dans la bande [0 - 400] Hz avec une résolution spatiale de l'ordre de la distance inter-électrodes ($\approx 2 \text{ cm}$). La gamme de mesures est ajustable et a été fixée à $\pm 10 \text{ m.s}^{-1}$, la fréquence des mesures était de 64 Hz. La résolution en vitesse est limitée par la présence d'un bruit approximativement blanc dont l'écart type est de l'ordre de 1 cm/s (voir formule (III.17)).

Les capteurs de température grossiers

Il s'agit de thermistances de forme approximativement sphérique dont le diamètre est $d \approx 2,4 \text{ mm}$. Les gros capteurs ont une gamme de mesure [195 - 290 K] leur permettant de couvrir tout le domaine de vol. Leur réponse est fortement non linéaire : une distorsion électronique de leur courbe de réponse ("linéarisation") permet de lui donner un profil en "S". La résolution n'est donc pas constante sur toute la gamme de mesure et varie entre 2×10^{-2} et $8 \times 10^{-2} \text{ K}$ avec une valeur typique de $2,5 \times 10^{-2} \text{ K}$.

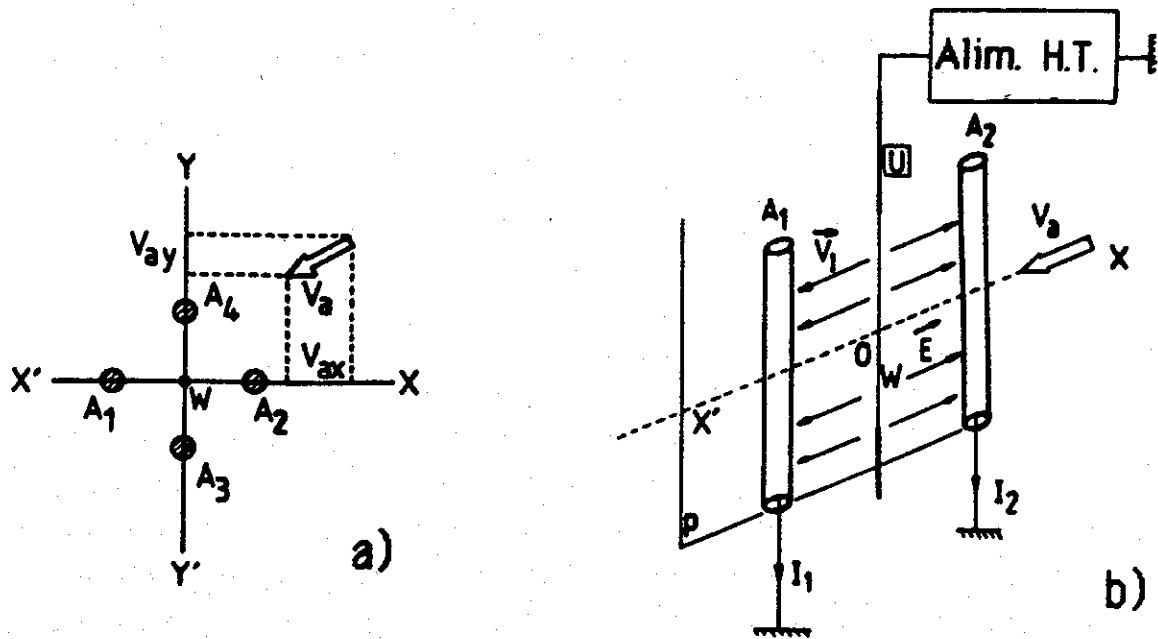


Figure 3.7 : a) Disposition des électrodes (A1-A4) et du fil (W) par rapport aux axes de mesures (XX' - YY'). Chaque axe fournit une composante du vent relatif (V_{ax} - V_{ay}).
 b) Schéma de principe de l'instrument pour l'un des axes. Le fil W est porté à un fort potentiel positif ; les courants ioniques collectés par les électrodes dépendent de la composante du vent suivant XX'.

Ces figures sont adaptées de Barat (1982c).

Les capteurs fins de température

Ce sont des microthermistances aluminisées d'un diamètre de 0,25 mm. Leur gamme de mesure [197-231 K] a été ajustée pour la basse stratosphère et leur permet de fournir des mesures entre 8,5 km et le plafond ≈ 18 km. Leur résolution est approximativement constante sur le domaine de mesure et correspond à 8×10^{-3} K. La cadence de télémessure des quatre capteurs de température était de 64 Hz. les constantes de temps associées à chaque type de thermistance et leur effet sur les mesures sont étudiés dans la partie III.E.

C) OBTENTION DES DONNEES PHYSIQUES

Avant de considérer séparément chaque capteur, il est possible d'étudier de manière générale l'influence de certains bruits affectant tous les instruments :

Bruit avant numérisation (ou bruit analogique)

Les capteurs produisent, à la sortie de l'électronique qui leur est associée, une tension électrique V dont la valeur permet de remonter à la variable physique mesurée. Cette tension est affectée d'un bruit, résultat du processus de mesure et du traitement électronique. Il est généralement possible de considérer ce bruit comme gaussien d'écart type σ . Selon la valeur de σ par rapport au pas de numérisation h , l'aspect du signal numérisé sera très différent : si le rapport h/σ est grand, la valeur numérisée sera presque toujours la bonne (entier le plus proche de V/h). Par contre, si h/σ devient inférieur ou de l'ordre de 1, la valeur numérisée pourra s'écarter de 0, 1, 2... pas par rapport à la valeur moyenne correcte. Des abaques donnent la probabilité que la valeur transmise corresponde à la valeur correcte à ± 0 , ± 1 , ± 2 ... pas de

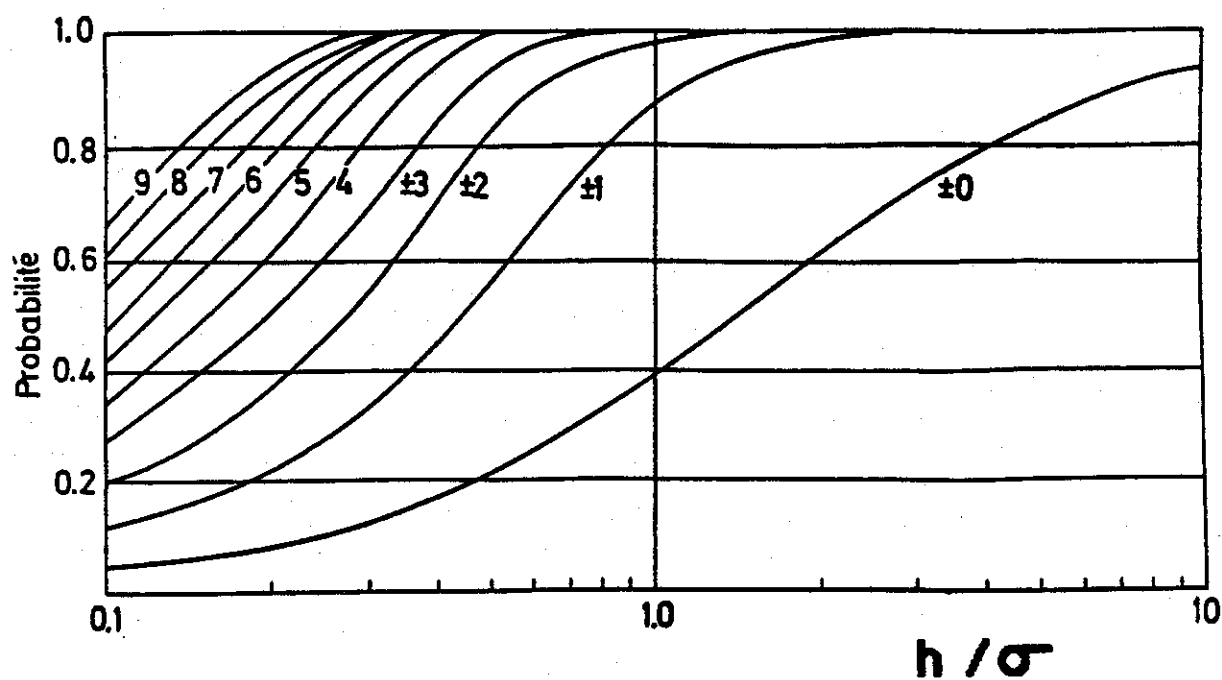


Figure 3.8 : Probabilité pour qu'un signal, numérisé avec un pas h en présence d'un bruit gaussien d'écart type σ , soit numérisé correctement à $\pm p$ pas près en fonction du rapport h/σ . La valeur de p est indiquée sur chaque courbe. Cette figure est adaptée de Billingsley (1979).

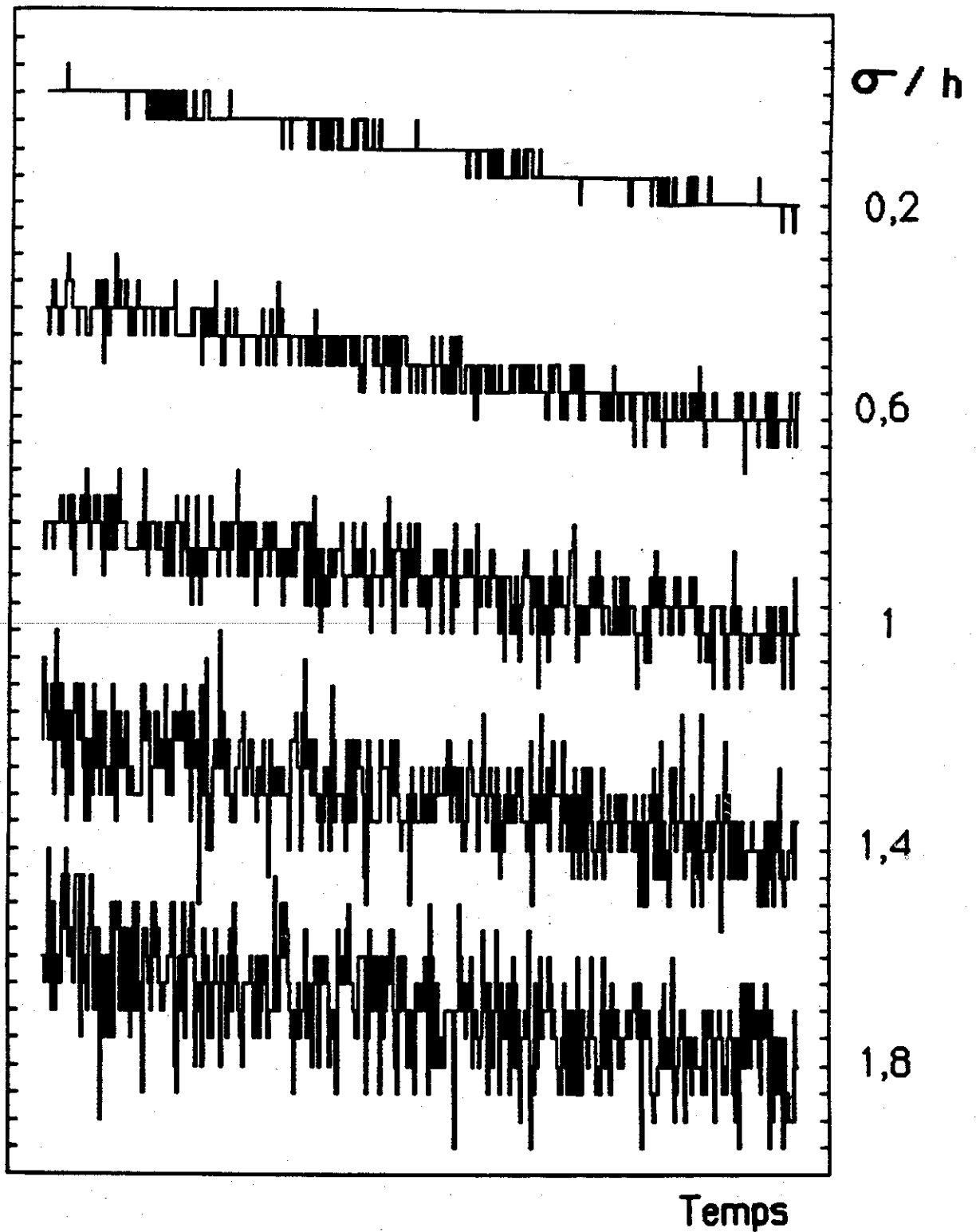


Figure 3.9 : Simulation de l'aspect d'un signal lentement variable numérisé avec un pas h en présence d'un bruit gaussien d'écart type σ pour plusieurs valeurs du rapport σ/h (indiqué à droite). L'étude de l'aspect de signal permet d'estimer σ .

numérisation près en fonction du rapport h/σ (Voir fig. 3.8). Réciproquement, l'examen du signal numérisé pendant une période de variation lente et régulière du paramètre associé, permet d'estimer ces probabilités (par comptage des mesures qui s'écartent de la variation moyenne) et d'en déduire la valeur du rapport h/σ . La figure (3.9) représente une simulation de la valeur numérisée pour diverses valeurs d'écart type σ . De haut en bas, l'écart type vaut 0,2 h, 0,6 h, 1 h, 1,4 h et 1,8 h. La valeur du pas de numérisation h est bien visible sur le signal et est indiquée par les graduations. Cette estimation a été effectuée sur les deux sondes de température et sur le capteur de pression. Les résultats sont reportés dans le tableau (III.4).

Tableau (III.4) : Bruit avant numérisation

Température grosse	$h \approx 2 \cdot 10^{-2} \text{ K}$	$h/\sigma \approx 0,7$	$\sigma \approx 3 \cdot 10^{-2} \text{ K}$
Température fine	$h \approx 8 \cdot 10^{-3} \text{ K}$	$h/\sigma \approx 1,3$	$\sigma \approx 6 \cdot 10^{-3} \text{ K}$
Baromètre	$h \approx 27 \text{ Pa}$	$h/\sigma \approx 1,7$	$\sigma \approx 16 \text{ Pa}$

La situation de l'anémomètre est plus complexe et sera abordée plus loin.

Bruit de numérisation (ou bruit numérique) :

On considère un signal V (bien) numérisé avec un pas h . La valeur numérisée est le multiple de h le plus proche de V . L'erreur commise est donc comprise entre $-\frac{h}{2}$ et $+\frac{h}{2}$ et uniformément répartie dans cet intervalle. La variance de cette erreur s'écrit :

$$(III.4) \quad \langle e^2 \rangle = \frac{\int_{-h/2}^{+h/2} e^2 de}{\int_{-h/2}^{+h/2} de} = \frac{h^2}{12}$$

L'écart type de ce bruit numérique vaut donc $\frac{h}{\sqrt{12}} \approx 0,3 h$.

Le bruit numérique est indépendant du bruit analogique et ces deux erreurs s'ajoutent quadratiquement.

Étalonnages au sol

Les deux capteurs de température, le capteur de pression, et le magnétomètre ont été étalonnés au sol avant le vol. Le baromètre et le magnétomètre ont des courbes de réponse linéaires et la connaissance de deux coefficients suffit pour obtenir la valeur physique cherchée. Le cas des capteurs de température est plus complexe du fait de la forme en "S" de la courbe d'étalonnage. Nous avons utilisé une spline d'interpolation dans les courbes d'étalonnage pour convertir les valeurs numérisées en température.

Détermination de l'altitude

L'altitude de la nacelle est déterminée par intégration de l'équation hydrostatique entre le niveau du sol (dont l'altitude est connue) et le niveau considéré. Pour un déplacement vertical dz , la pression atmosphérique P varie de

$$(III.5) \quad dP = - \rho \cdot g \cdot dz$$

où g est l'accélération de la pesanteur et $\rho = \frac{P \cdot M}{R \cdot T}$ est la densité locale.

La masse molaire de l'air $M = 28,964 \cdot 10^{-3} \text{ kg} \cdot \text{mol}^{-1}$ est constante dans toute la troposphère et la stratosphère. $R = 8,314 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1}$ est la constante des gaz parfaits et T est la température locale. Entre deux télémessures consécutives de la pression et de la température (T_1, P_1) et (T_2, P_2) on sait que l'altitude est passée de z_1

$$\text{à } z_2 = z_1 - \frac{(P_2 - P_1)}{g} \cdot \frac{R}{M} \cdot \frac{(T_1 + T_2)}{(P_1 + P_2)} . \text{ Une série temporelle de densités}$$

et d'altitudes est ainsi générée (la variation de g avec l'altitude, bien que très faible, a été prise en compte).

Erreur sur l'altitude

En posant $H = \frac{R \cdot T}{g \cdot M}$ (hauteur d'échelle), l'équation (III.5) peut

s'écrire : $dz = - H dP/P$. La hauteur d'échelle varie entre 8,5 km au niveau du sol et 6,4 km dans la basse stratosphère, pour le calcul de l'erreur sur l'altitude, il est possible de négliger cette variation.

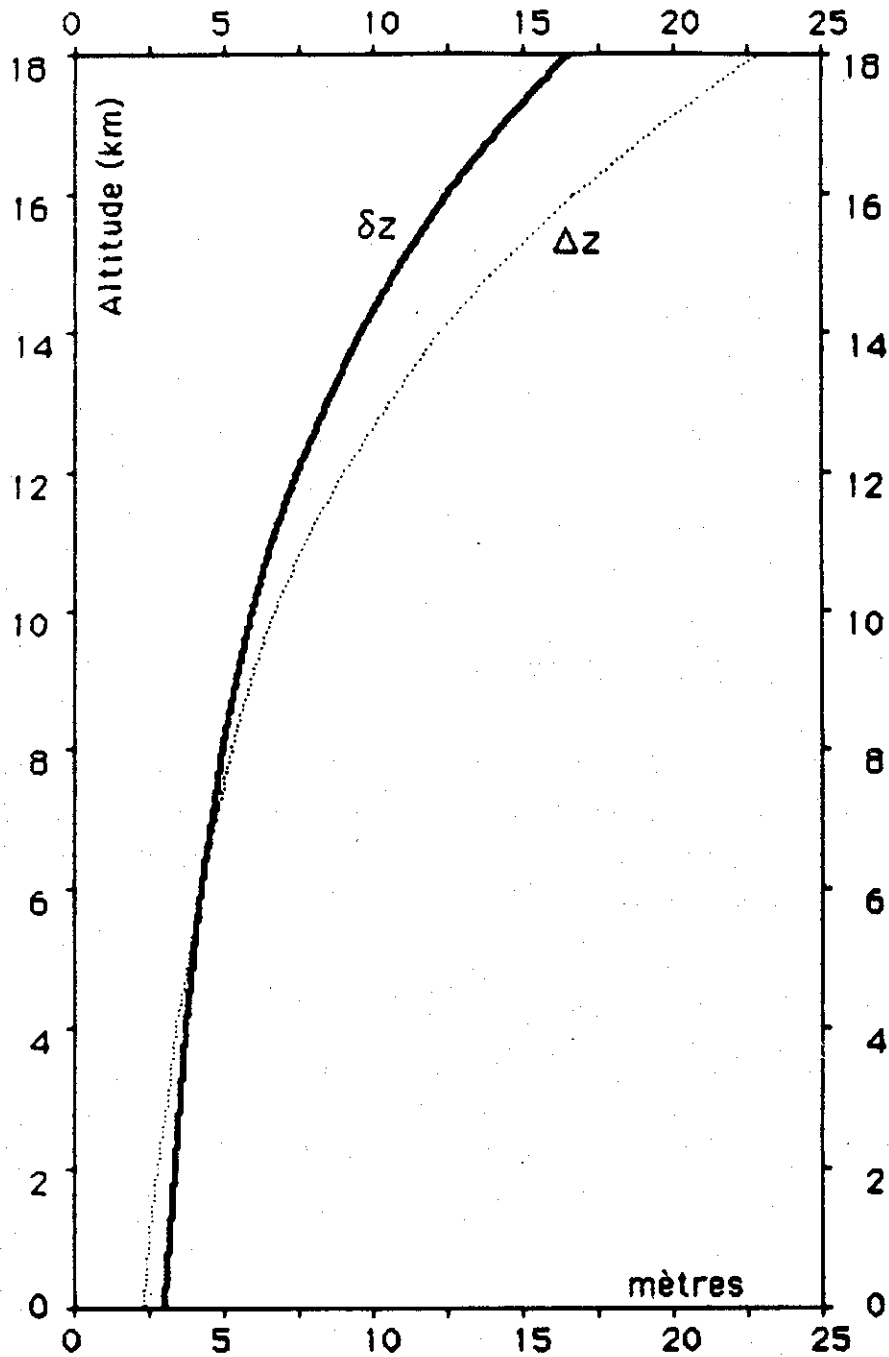


Figure 3.10 : Hauteur de la "marche" d'altitude (Δz) correspondant à un pas de pression, et erreur (δz) sur la détermination de l'altitude en fonction de l'altitude.

L'équation hydrostatique s'intègre alors :

$$(III.6) \quad z = z_0 + H \log (P_0/P)$$

z_0 est l'altitude du sol et est supposée connue sans erreur. Par contre, P_0 et P sont les pressions mesurées : l'erreur sur z vaut donc

$$\delta z = H \left[\frac{\delta P}{P} + \frac{\delta P_0}{P_0} \right] = H \delta P \left[\frac{P + P_0}{P \times P_0} \right] \text{ puisque l'erreur sur la pression est}$$

constante. En définissant la "marche" d'altitude $\Delta z = H \Delta P/P$ associée au

$$\text{pas de pression } \Delta P \text{ cette erreur s'écrit : } \delta z = \Delta z \left[\frac{\delta P}{\Delta P} \right] \times \left[1 + \frac{P}{P_0} \right]$$

δP est la somme quadratique des bruits numériques et analogiques :

$$(III.7) \quad \delta P = \Delta P \left[\left(\frac{16}{27} \right)^2 + \frac{1}{12} \right]^{1/2} = 0,66 \Delta P = 0,18 \text{ mb}$$

La figure (3.10) représente la valeur du pas Δz et de l'erreur δz sur l'altitude en fonction de l'altitude entre 0 et 18 km : la hauteur de la marche Δz varie de 2 m à 23 m et l'erreur sur z de 3 m à 16 m.

L'erreur sur la détermination de H est très faible: $\delta H = H \frac{\delta T}{T} = 0,3 \text{ m}$. La température est fournie par les gros capteurs de température, mais 8 valeurs sont utilisées (4 mesures sur les 2 capteurs) et le bruit est réduit à $\delta T = 3 \times 10^{-2} / \sqrt{8} \approx 10^{-2} \text{ K}$. L'erreur supplémentaire sur l'altitude : $\delta H \times \log (P_0/P)$ vaut au maximum 0,8 m (au plafond).

Détermination de la vitesse verticale

La vitesse verticale de la nacelle est simplement la dérivée temporelle de la série d'altitude. Toutefois, cette dérivation ne peut pas être faite sans précautions : l'équation (III.5) permet d'écrire la vitesse verticale (déduite de la pression) :

$$(III.8) \quad w_p = \frac{dz}{dt} = - \frac{R.T}{P.M.g} \frac{dP}{dt}$$

Les erreurs étant statistiquement indépendantes, les variances s'ajoutent.

$$(III.9) \quad \sigma^2_{(wp)} = W^2 \left[\left(\frac{\delta P}{P} \right)^2 + \left(\frac{\delta T}{T} \right)^2 \right] + \frac{\sigma^2_{(dP/dt)}}{(\rho g)^2}$$

L'erreur due au premier terme est toujours inférieure à 1 cm/s et nous verrons qu'elle est toujours négligeable devant celle due au deuxième terme. La mesure de la pression est affectée de bruits numériques et analogiques dont le résultat peut être considéré comme blanc (spectralement). Ce bruit occupe toute la bande spectrale de 0 à F_N (la fréquence de Nyquist) si on appelle B sa densité spectrale, la variance de ce bruit vérifie :

$$(III.10) \quad \sigma_P^2 = \int_0^{F_N} B \cdot d\nu = B \cdot F_N$$

Lors de la dérivation, le bruit "blanc" est transformé en un bruit "bleu" dont la densité croît comme le carré de la fréquence. Si on limite la bande du signal dérivé entre 0 et ν , la variance due au bruit vaut :

$$(III.11) \quad \sigma^2_{(dP/dt)} = \int_0^{\nu} (2\pi)^2 B \, d\nu = \frac{(2\pi)^2}{3} \nu^3 B = \frac{(2\pi)^2}{3} \frac{\nu^3}{F_N} \sigma_P^2$$

Si on désire abaisser l'influence de cette erreur sur la vitesse au niveau du cm/s, la formule (III.11) montre que l'on ne peut conserver d'informations que sur les mouvements de période supérieure à 3 min. Ceci n'est pas réaliste et il convient de choisir un autre critère : le ballon ayant une dimension verticale de l'ordre de 25 m et montant à une vitesse de l'ordre de 5 m/s, il est raisonnable de considérer toutes les fréquences supérieures à $5/25 = 0,2$ Hz dans le signal de vitesse comme du bruit. Ceci conduit à un écart type maximal sur la vitesse filtrée de 1,7 m/s au plafond.

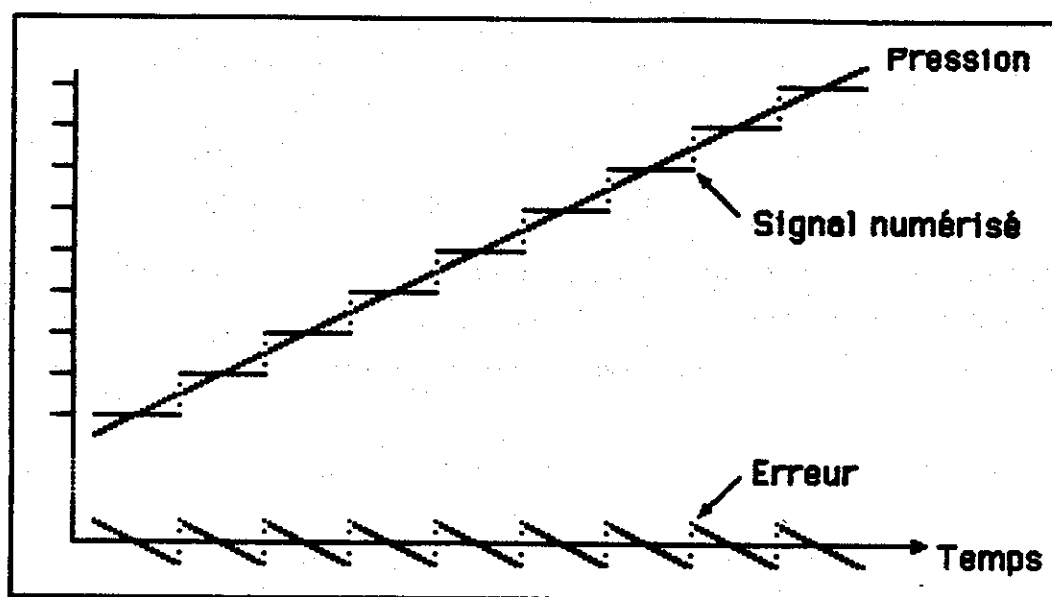


Figure 3.11 : Représentation de l'erreur de numérisation du signal de pression (signal en dents de scie). Une telle erreur ne peut pas être considérée comme un bruit blanc si sa fréquence fondamentale se situe dans la bande passante.

Il faut toutefois noter que cette erreur est inversement proportionnelle à la densité du milieu et qu'elle vaut donc 0,6 m/s à la tropopause et 0,18 m/s au niveau du sol.

Indépendamment de cette erreur aléatoire, résultant du bruit sur la mesure de la pression, la vitesse verticale est également affectée d'une erreur systématique : la figure (3.11) montre l'allure en "dents de scie" de l'erreur due à la numérisation sur le signal de pression. La fréquence (temporelle) de cette fonction d'erreur est de $W_p/\Delta z$. Quand cette fréquence entre dans la bande passante utilisée (0-0,2 Hz), soit pour une altitude supérieure à 16 km environ, la sinusoïde correspondant au premier terme de la décomposition en série de Fourier de l'erreur apparaît superposée au signal. Pour la série d'altitude, l'amplitude de cette sinusoïde est de $\frac{\Delta z}{\pi}$ (± 7 m au plafond) pour la série des vitesses, la sinusoïde produite par dérivation a pour amplitude $2 W_p$: l'amplitude des oscillations est le double de la valeur moyenne de la vitesse.

Étalonnage en vol de l'anémomètre ionique

L'étalonnage au laboratoire, pour les conditions physiques rencontrées en vol, de l'anémomètre ionique est délicat. Nous avons donc procédé à un étalonnage en vol. Le principe général consiste à comparer la vitesse fournie par l'anémomètre ionique W_a à celle déduite du capteur de pression W_p . La vitesse anémométrique est proportionnelle au "contraste" des courants

$$(III.12) \quad W_a = K(\rho) \cdot C \quad \text{avec } C = \frac{i_2 - i_1}{i_2 + i_1}$$

Le coefficient de proportionnalité dépend de la densité du milieu et il est possible, pour la gamme de densités rencontrées, d'écrire ce coefficient sous la forme :

$$(III.13) \quad K(\rho) = \alpha \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\beta \quad \text{avec } \alpha \text{ et } \beta \text{ constants et } \rho_0 \text{ une densité de}$$

référence arbitraire prise ici égale à $\rho_0 = 1 \text{ kg.m}^{-3}$. A chaque instant, la vitesse anémométrique est égale à :

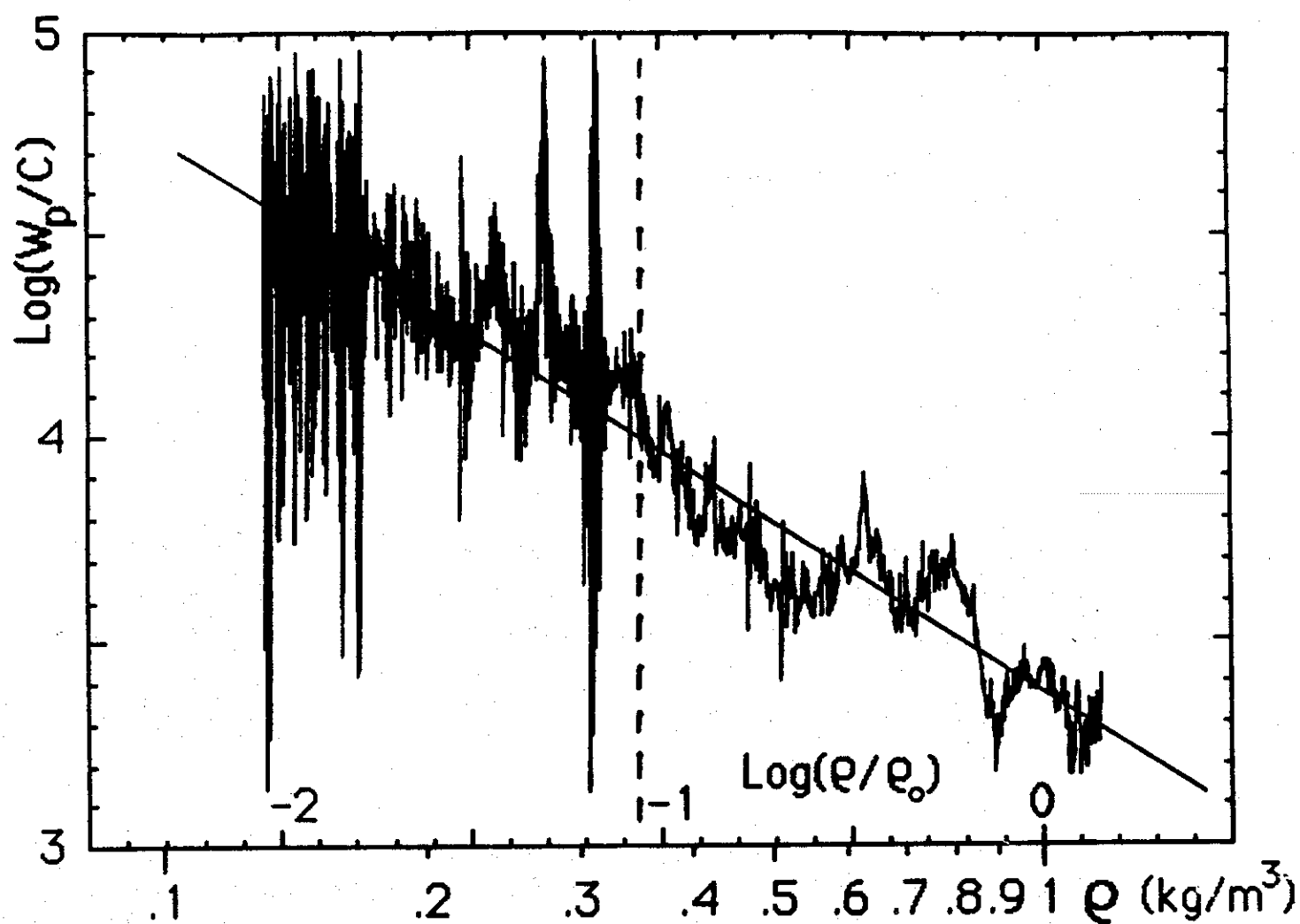


Figure 3.12 : Etalonnage en vol de l'anémomètre ionique : représentation des points (III.16) moyennés par paquets de 4 secondes. La meilleure droite a pour équation :

$\text{Log}(-W_p/C) = 3,381 - 0,577 \text{ Log}(\rho/\rho_0)$ (il s'agit ici de Logarithmes népériens). Le pointillé vertical sépare la troposphère (à droite) de la stratosphère (à gauche).

$$(III.14) \quad W_a = W - W_p$$

où W est la vitesse verticale de l'air. En utilisant (III.12) et (III.13) cette équation peut s'écrire :

$$(III.15) \quad \frac{W}{C} = \frac{W_p}{C} + \alpha \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\beta$$

Si la vitesse de l'air était nulle partout, les points de coordonnées :

$$(III.16) \quad \left(\text{Log} \left(- \frac{W_p}{C} \right), \text{Log} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right) \right)$$

s'aligneraient approximativement sur une droite dont la pente et l'ordonnée à l'origine fourniraient respectivement β et $\text{Log}(\alpha)$. Le caractère approximatif de l'alignement serait dû aux erreurs sur W_p et sur C . Dans la réalité, la vitesse de l'air W est non nulle mais reste généralement petite devant $|W_p|$ et $|W_a|$ de plus, sur le domaine d'altitude 0-18 km, sa valeur moyenne peut être considérée comme nulle avec une bonne précision.

Par conséquent, les points (III.16) seront disposés autour d'une courbe qui s'écartera peu de la droite idéale. La figure (3.12) montre le résultat de cet étalonnage. Le bruit important observé vers les faibles densités résulte de l'erreur sur W_p dont il a été question dans le paragraphe précédent. Par contre, les fortes fluctuations aux environs de $\rho = 0,3$ résultent d'une faible valeur de W_a et donc de C conduisant à une amplification des fluctuations sur W_p . La droite tracée sur la figure (3.12) permet de déterminer $\alpha = 29,41 \text{ m/s}$ et $\beta = -0,577$.

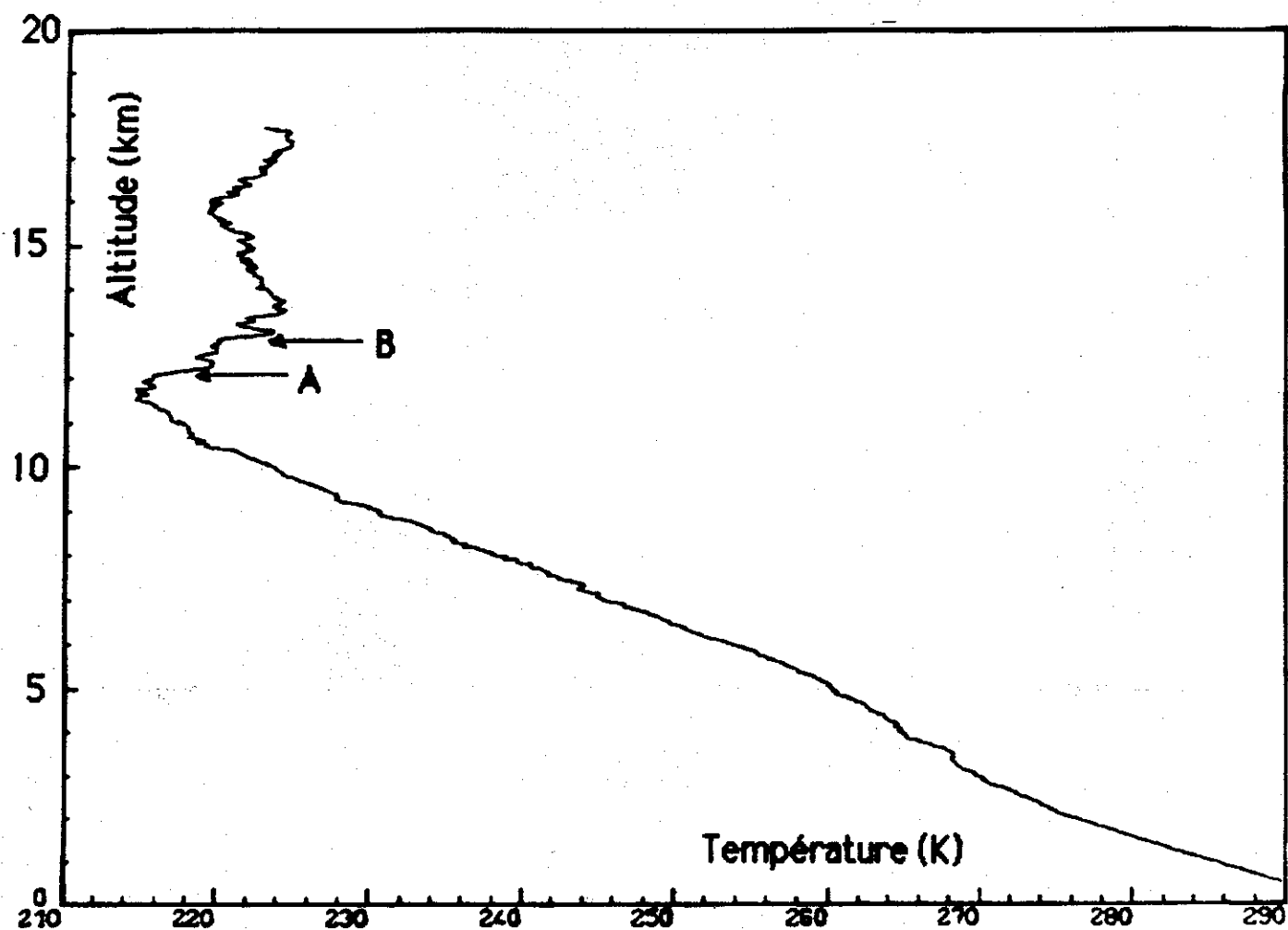


Figure 3.13 : Profil de température mesuré par le capteur grossier de température. On observe la tropopause vers 11,5 km. Les flèches marquées A et B vers 12 et 13 km repèrent deux forts gradients positifs de température (respectivement + 32 et + 14 K/km).

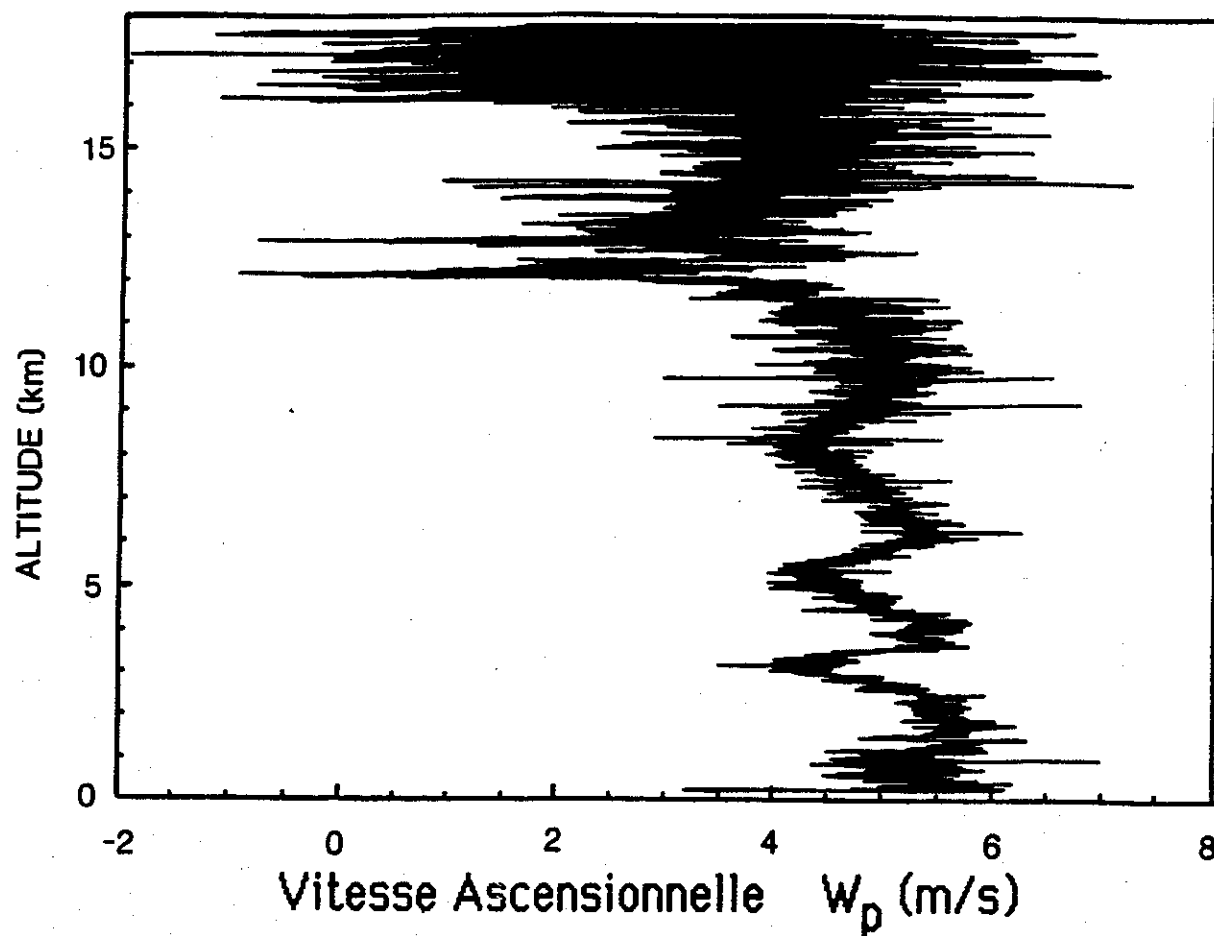


Figure 3.14 : Profil de vitesse ascensionnelle du ballon (W_p). On remarque le bruit important et croissant avec l'altitude. Au-dessus de 16 km, le bruit de numérisation entre dans la bande passante. Les ralentissements provoqués par les gradients A et B de la Fig. 3.13 sont visibles vers 12 et 13 km.

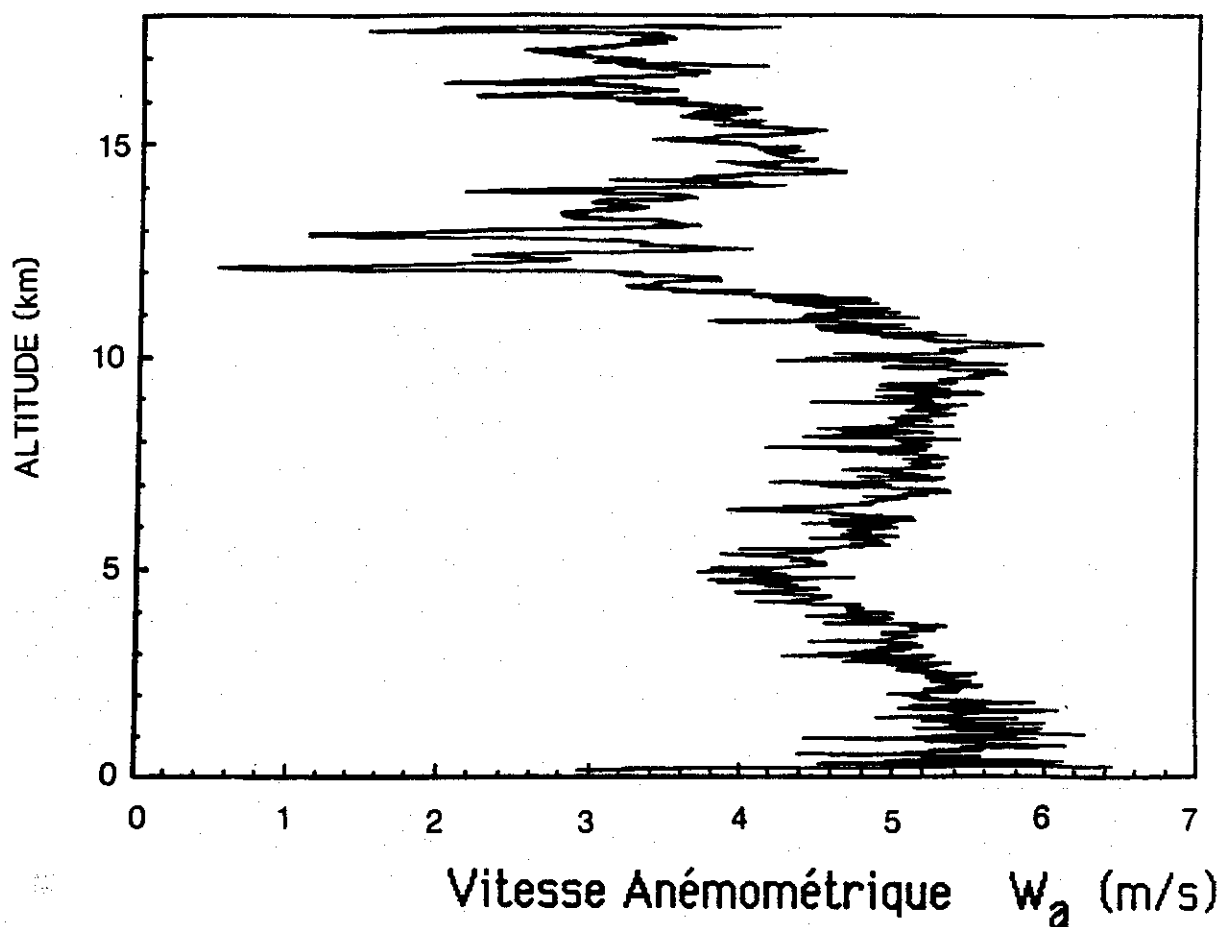


Figure 3.15 : Profil de vitesse anémométrique (en valeur absolue). Les fluctuations observées sont réelles (le bruit est invisible à cette échelle). Les ralentissements vers 12 et 13 km sont bien visibles.

D) PREMIER EXAMEN DES DONNEES

Profil de température : (figure 3.13)

Ce profil est tracé avec les données des gros capteurs - la tropopause est bien visible à 11,5 km. Les gradients de température moyens sont de -7 K/km dans la troposphère et de $+1,7$ K/km dans la basse stratosphère. Les pulsations de Brunt-Väissälä associées sont respectivement 10^{-2} rad/s et $2,2 \times 10^{-2}$ rad/s. Dans la basse stratosphère, le profil de température est assez irrégulier et les fluctuations du gradient de température locale peuvent être très importantes : à titre d'exemple, on observe vers 12 et 13 km deux gradients fortement positifs (respectivement $+32$ et $+14$ K/km). Au contraire, juste au-dessus de 13 km la zone de fort gradient négatif (-7 K/km) est typique des conditions de stabilité troposphériques.

Profil de vitesse ascensionnelle (W_p : figure 3.14)

Ce profil permet de retrouver les vitesses moyennes dans la troposphère et la stratosphère mais également de voir les fluctuations autour de la vitesse moyenne. On remarque l'augmentation du bruit aléatoire entre le sol et 16 km conformément à la figure (3.10). On observe également l'apparition du bruit de numérisation à l'intérieur du filtre utilisé au dessus de 16 km. En pratique, W_p n'est utilisé que pour l'étalement de l'anémomètre ionique et pour fournir des valeurs moyennes de la vitesse pour lesquelles il est possible de réduire le bruit par une moyenne appropriée.

Profil de vitesse anémométrique : (W_a : figure 3.15)

La vitesse reportée sur ce profil est l'opposé de la vitesse W_a . Les valeurs moyennes sont comparables à W_p mais les deux profils diffèrent dans les détails visibles aux échelles inférieures à 1 ou 2 km. On retrouve sur les deux profils de vitesse les grands ralentissements du ballon vers 12 et 13 km quand celui-ci pénètre dans les gradients fortement positifs signalés sur la figure (3.13). La totalité des fluctuations visibles sur le profil de W_a correspondent à des vitesses réelles : à cette échelle, le bruit de ≈ 1 cm/s est invisible.

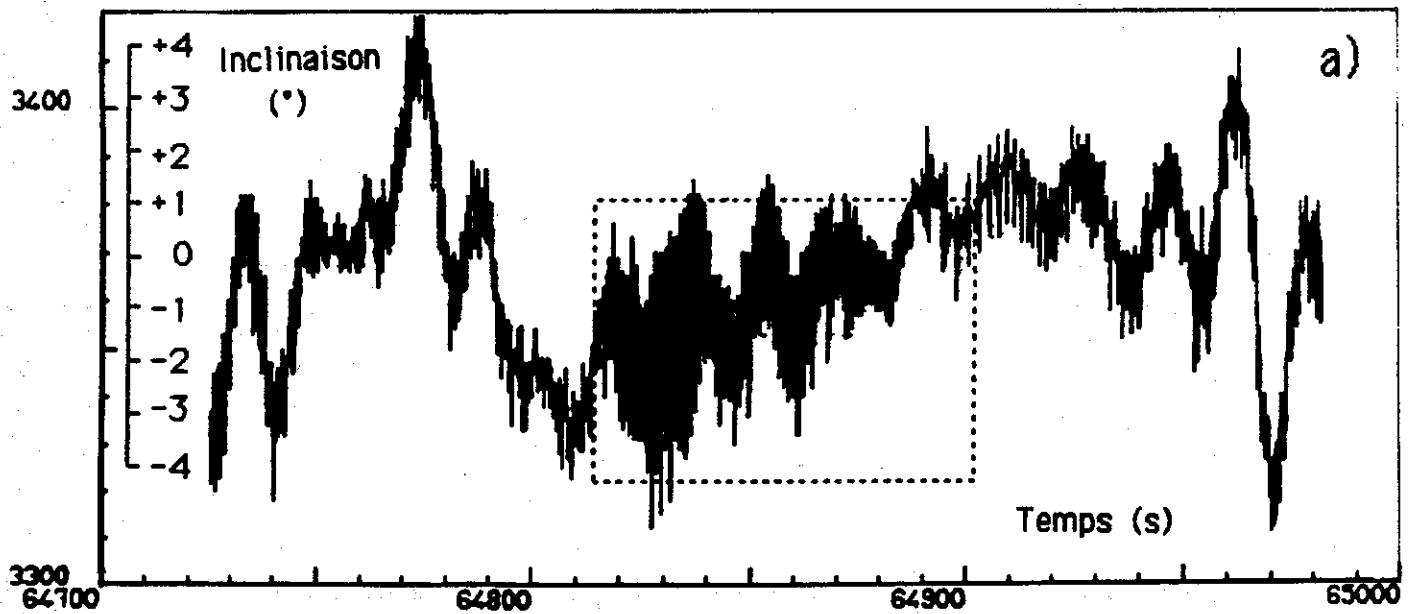
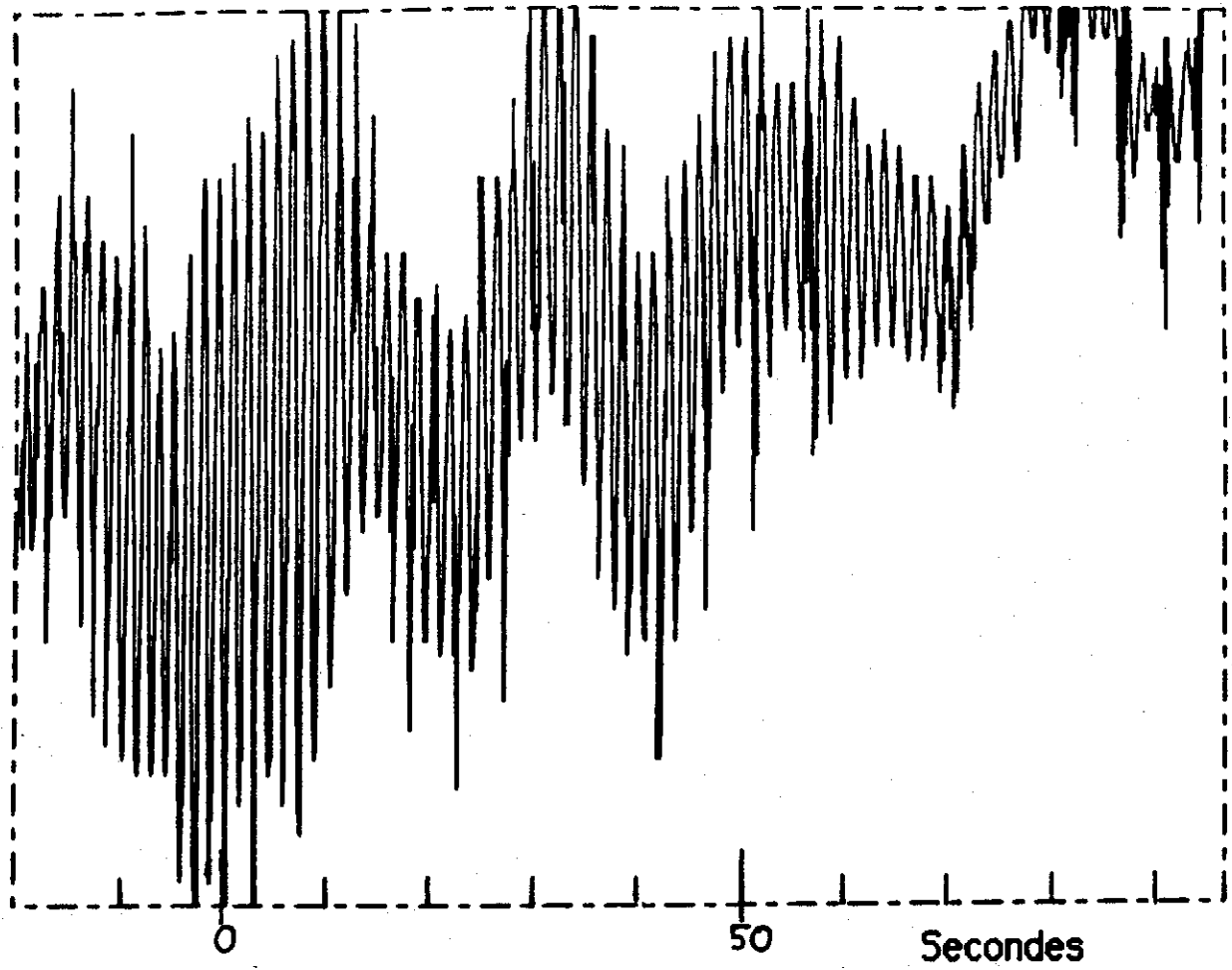
Indications des magnétomètres

Les valeurs de B_x et B_y servent à reconstituer l'orientation de la nacelle dans un plan horizontal. Ces indications ne nous intéressent pas au cours de la montée car l'orientation ne peut pas suivre fidèlement le vent relatif horizontal à cause de la vitesse verticale trop importante. La valeur de B_z nous indique quels étaient les mouvements de l'axe de la nacelle par rapport à la verticale. Deux enregistrements consécutifs de B_z en fonction du temps exprimé en secondes, montrent clairement deux types de perturbations : sur la figure (3.16.a) on observe des oscillations très rapides (dans le cadre en pointillé). Un agrandissement permet de déterminer la période de ces oscillations $\approx 1,5$ s et l'échelle graduée en degrés permet d'estimer leur amplitude à $\pm 2^\circ$ (maximum) : il s'agit des oscillations de la nacelle autour d'un axe horizontal. Nous retrouverons ces oscillations lors de l'étude spectrale de la vitesse anémométrique.

Sur la figure (3.16.b) on observe des oscillations de période beaucoup plus importante $\approx 18,4$ s et dont l'amplitude atteint $\pm 3^\circ$. Il s'agit cette fois du pendulage de la nacelle sous le ballon. Ce type d'oscillations n'est pas gênant pour les études de la turbulence car les périodes sont très longues.

E) PREMIER EXAMEN DES SPECTRES

Le but principal de ces spectres est de mettre en évidence un certain nombre de phénomènes dont nous ne reparlerons plus dans la suite. Ces phénomènes étant généralement liés à l'instrumentation, les spectres sont tracés en fonction de la fréquence en coordonnées log-log. Les intervalles de confiance à 90 % sont tracés sur les premiers points (leur longueur est constante dans ces coordonnées). La section de données choisie présente un signal d'origine physique de très faible amplitude de manière à mieux visualiser les phénomènes parasites. Elle couvre 40 secondes de mesures obtenues entre 16353 et 16444 m d'altitude.



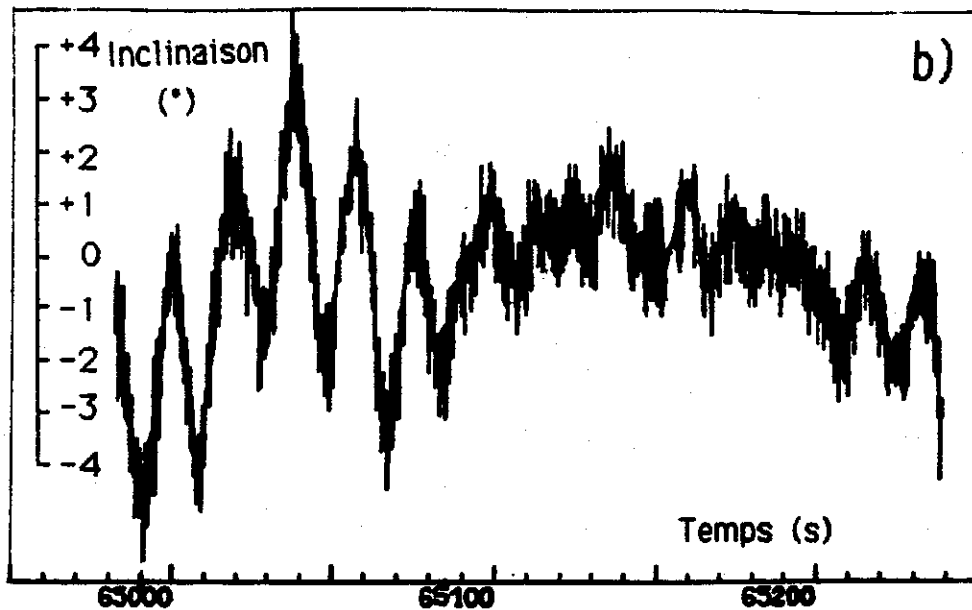


Figure 3.16 : Signal du magnétomètre suivant son axe Z. Ce signal est utilisé pour surveiller l'attitude de la nacelle : une graduation en degrés indique l'inclinaison de la nacelle par rapport à la verticale.

- a) oscillations rapides de la nacelle : période 1,5 s (voir agrandissement) amplitude $\approx \pm 2^\circ$.
- b) pendulage : période 18,4 s amplitude $\approx \pm 3^\circ$.

Spectre de vitesse anémométrique

A priori, l'étude des phénomènes atmosphériques, implique de travailler sur la vitesse de l'air W . Cette vitesse est la somme de la vitesse anémométrique W_a et de celle de la nacelle W_p (formule III.14). Toutefois nous avons vu que la partie haute fréquence du signal W_p était inutilisable car noyé dans le bruit. Cependant, comme il a été expliqué à propos du filtrage de W_p , cette vitesse ne comporte pas de composante atmosphérique aux fréquences supérieures à 0,2 Hz. Dans cette gamme "haute fréquence", les mouvements atmosphériques sont entièrement contenus dans W_a , et sont superposés à un bruit de fond instrumental dont l'oscillation à 0,7 Hz constitue l'exemple le plus marquant. La figure (3.17) représente le spectre de la vitesse anémométrique dans une période particulièrement calme (pour les fluctuations de vitesse). Ce spectre présente une décroissance rapide de l'énergie dans sa partie basses fréquences et il n'est pas clair si le niveau important des fluctuations basses fréquences résulte de mouvements de la chaîne de vol ou de mouvements atmosphériques réels : une interprétation possible de cette partie basse fréquence sera donnée dans le chapitre IV. Dans la partie haute fréquence (de 16 à 32 Hz = fréquence de Nyquist) le niveau du spectre est quasi-constant : ce niveau correspond à celui du bruit blanc. L'écart type de ce bruit, correspondant à son intégration dans toute la bande spectrale vaut :

$$(III.17) \quad \sigma_w = \sqrt{32 \times 10^{-5,5}} \approx 1 \text{ cm/s}$$

Autour de $\nu = 0,7 \text{ Hz}$, le spectre présente un pic très marqué, la largeur de ce pic correspond à la résolution spectrale utilisée (0,2 Hz après lissage : voir l'annexe C sur l'analyse spectrale). Il s'agit d'une oscillation quasi sinusoïdale (Voir Fig. 3.16.a) dont l'amplitude moyenne peut être estimée à :

$$(III.18) \quad a = \sqrt{0,2 \times 10^{-2,2}} \approx 3,5 \text{ cm/s}$$

Cette oscillation est plus ou moins présente tout au long de l'ascension et son amplitude peut atteindre localement $\approx 20 \text{ cm/s}$. Cette amplitude maximum correspond à un déplacement au niveau du capteur de 4,5 cm d'amplitude soit un angle de 2° avec le bras de 1,20 m. La présence de ce pic sur le spectre impose de traiter avec prudence les données globales qui incluent son énergie comme la variance de la vitesse par exemple.

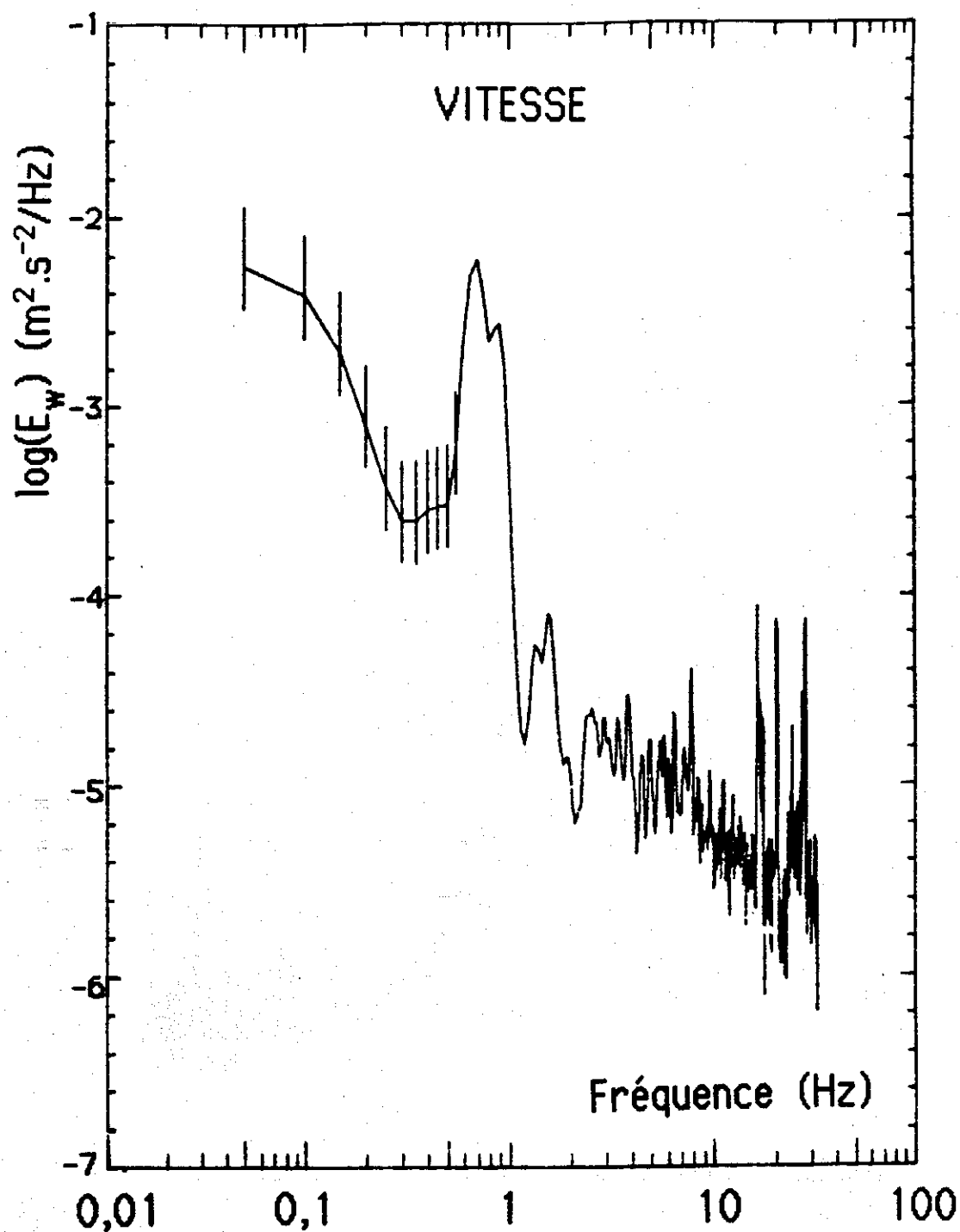


Figure 3.17 : Spectre temporel de vitesse verticale (W_v) dans une région atmosphérique calme. On observe le pic dû à l'oscillation parasite autour de 0,7 Hz. La partie haute fréquence [16 - 32 Hz] de ce spectre correspond au niveau de bruit du capteur.

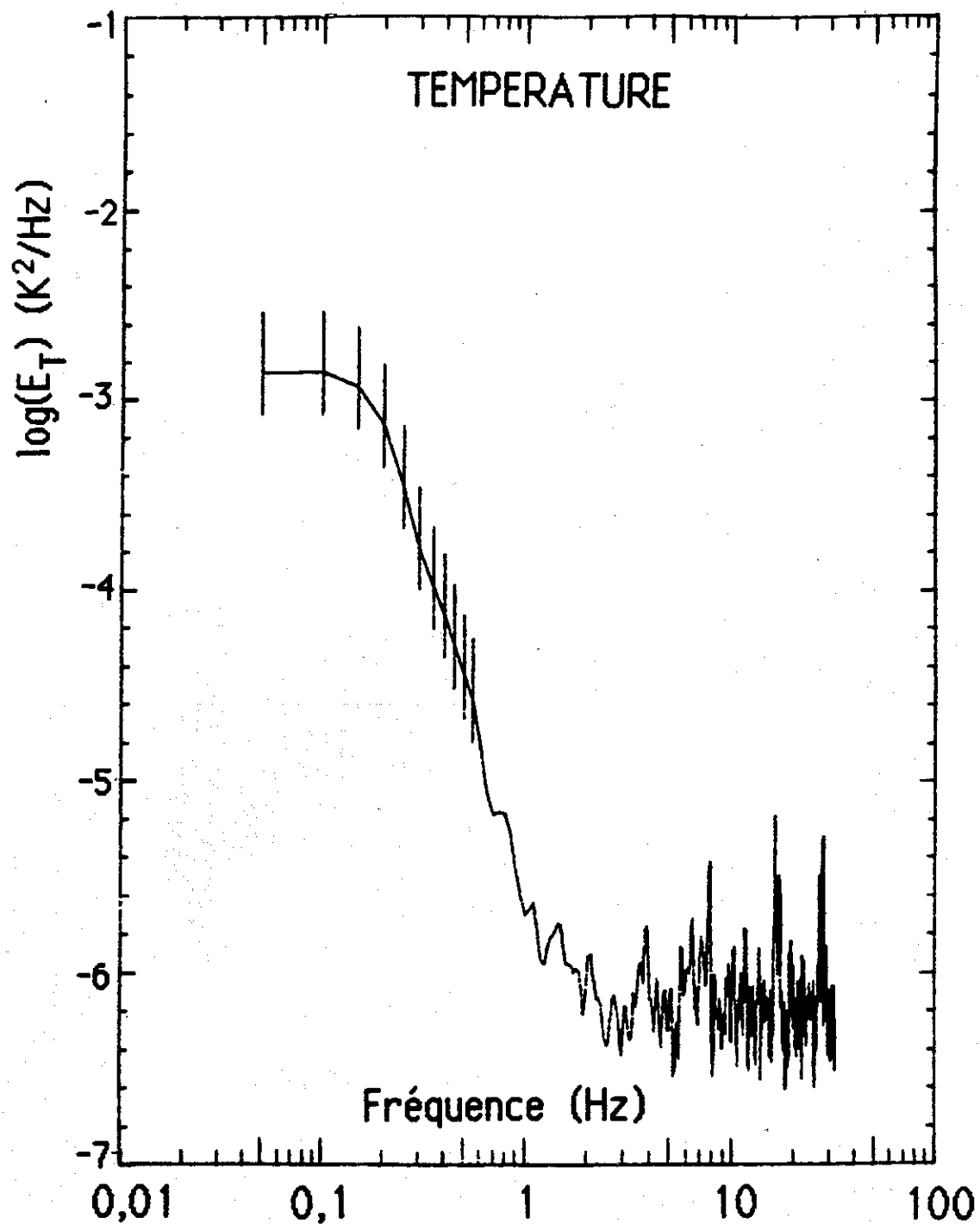


Figure 3.18 : Spectre temporel de température (T) dans la même région calme que pour la figure 3.17. Ce spectre n'est pas corrigé de l'effet de la constante de temps et le niveau de bruit du capteur est visible sur plus d'une décade [3 - 32 Hz].

Spectre de température fine

Le terme "température fine" désigne le signal du capteur fin supérieur de température. Le capteur supérieur est utilisé de préférence au capteur inférieur dont le signal est parfois perturbé par le passage dans l'ombre de la nacelle. Pour les études de la turbulence, seul le capteur fin est utilisable à cause de sa bande passante (Voir ci-dessous). La figure (3.18) montre un tel spectre. Il présente deux régions distinctes : une région basse fréquence ($\nu < 1$ Hz) décroissant rapidement et une région haute fréquence essentiellement plate. Il s'agit ici aussi du niveau de bruit dont l'écart type vaut

$$(III.19) \quad \sigma_T = \sqrt{32 \times 10^{-8,2}} = 4,5 \times 10^{-3} \text{ K}$$

en excellent accord avec la valeur estimée empiriquement dans le tableau (III.4).

Correction de constante de temps

La chute rapide du spectre des fluctuations de température en dessous du niveau de bruit du capteur n'est pas due uniquement aux propriétés physiques de ce spectre. Les fluctuations de courte période ont leur amplitude atténuée à cause du temps de réaction du capteur. Si on suppose que la température du milieu passe brutalement de T_0 à $T_0 + \Delta T$, la température indiquée par le capteur sera approximativement :

$$(III.20) \quad T = T_0 + \Delta T (1 - e^{-t/\tau})$$

autrement dit, le temps de réaction du capteur est τ . D'une manière plus générale, la réponse du capteur à une température variable sera la convolution de cette température par la réponse impulsionnelle de la thermistance :

$$(III.21) \quad R(t) = \frac{1}{\tau} e^{-t/\tau}$$

Par conséquent, le spectre du signal sera le produit du spectre vrai de la température par le module au carré de la transformée de Fourier de $R(t)$:

$$(III.22) \quad T(\nu) = \frac{1}{1 + (2 \pi \nu \tau)^2}$$

Cette fonction représente la transmission spectrale de la thermistance. Cette fonction transmet sans atténuation les basses fréquences alors que les fréquences élevées sont "coupées" avec une pente - 2 en log-log. La fréquence de coupure, qui marque la transition entre ces deux régimes d'atténuation, s'écrit :

$$(III.23) \quad F_c = \frac{1}{2 \pi \tau}$$

Il est possible de corriger l'effet de cette constante de temps en multipliant le spectre obtenu par $1/T(\nu)$. Toutefois cette correction n'a de sens que si le spectre n'a pas encore atteint son niveau de bruit. L'application de cette correction à un bruit blanc conduit à une croissance du spectre vers les hautes fréquences avec une pente + 2. Ici encore il faut traiter avec prudence les renseignements obtenus à partir des spectres corrigés et veiller à ne pas inclure le bruit dans le calcul de la variance. Dans toute la suite, sauf spécification contraire, les spectres de température sont présentés après correction de la constante de temps.

Détermination de la constante de temps

a) Méthode expérimentale

Au cours du vol, la sonde fine inférieure, est passée à plusieurs reprises dans l'ombre de la nacelle. Ce changement brutal du bilan thermique est équivalent à un changement de température. Sur la figure (3.19), l'enregistrement des températures fournies par les deux capteurs fins est reproduit en fonction du temps au cours d'un tel événement. Les deux courbes sont parallèles (le capteur supérieur a été décallé de 0,2 K pour la lisibilité) à l'exception des passages à l'ombre. Le plus long provoque une baisse de température de $\Delta T = 0,16$ K pendant une durée de 8 secondes environ. Un agrandissement de la chute initiale (dans le coin supérieur droit) permet d'estimer le temps nécessaire au capteur pour parvenir à $(\Delta T/e)$ du nouveau niveau : cette estimation fournit : $\tau \approx 0,3$ s. Cette première estimation montre que les spectres de températures sont atténués notablement pour toutes les fréquences supérieures à $F_c \approx 0,5$ Hz (formule III.23) soit aux échelles inférieures à 5-10 m.

b) Méthode théorique

Cette détermination expérimentale n'est pas satisfaisante à elle seule car elle est trop imprécise et de plus, la constante de temps change avec la densité de l'air et sa vitesse. Si on suppose la température interne constante dans la thermistance de rayon r (conductivité thermique très grande) et que l'on appelle θ la différence de température avec le milieu on peut écrire :

$$(III.24.a) \quad dQ_{\text{cond}} = \lambda \times 4 \pi r^2 \times \frac{\theta}{r} dt$$

$$(III.24.b) \quad dQ_{\text{conv}} = \alpha \times 4 \pi r^2 \times \theta dt$$

où dQ est la chaleur perdue pendant dt , soit par conduction soit par convection, $\lambda = 1,95 \times 10^{-2}$ W.m⁻¹ K⁻¹ est la conductivité thermique de l'air et α est le coefficient de convection. Le terme θ/r est une estimation du gradient de température au voisinage de la thermistance dont la surface = $4 \pi r^2$. Cette chaleur perdue abaisse la température de $d\theta$ avec :

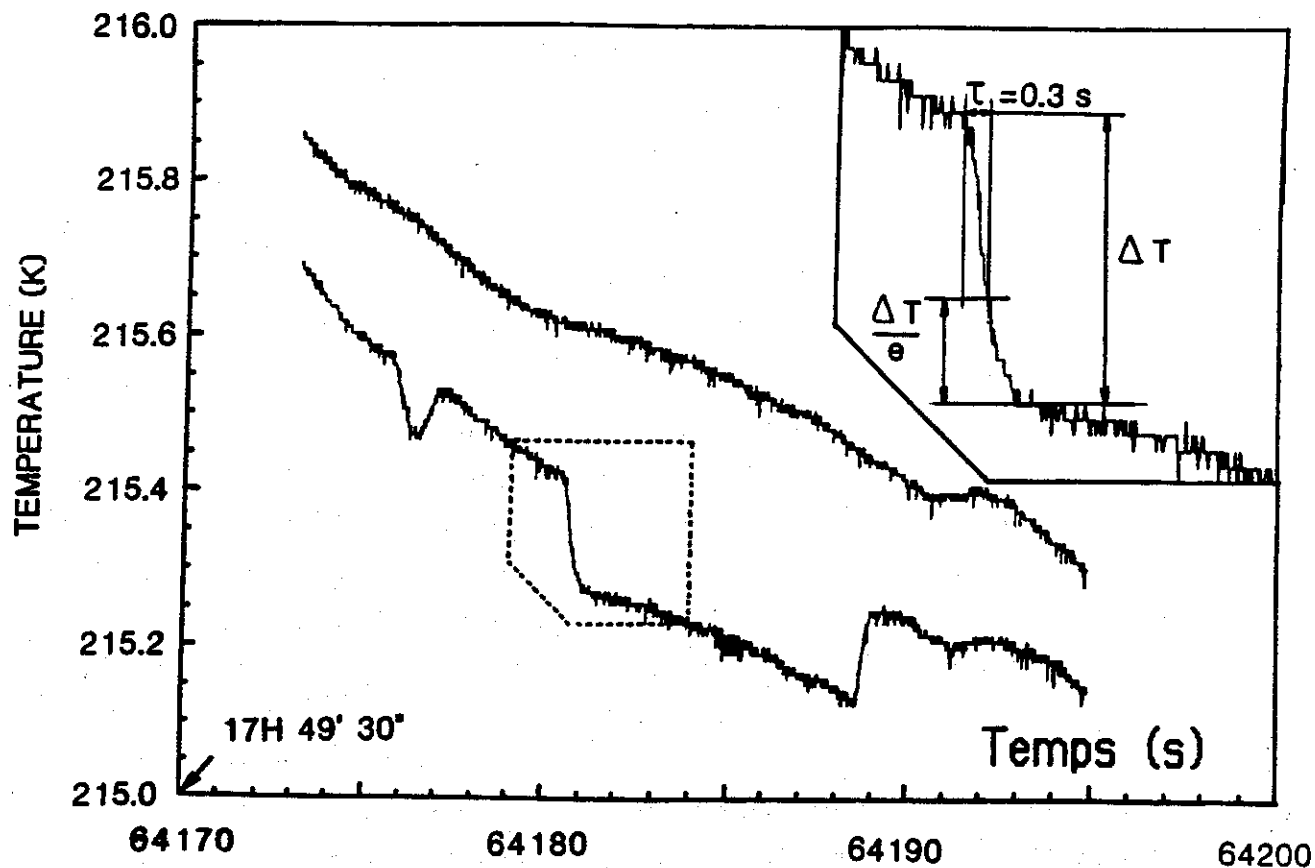


Figure 3.19 : Estimation de la constante de temps du capteur fin lors d'un passage à l'ombre du capteur inférieur. Les courbes sont décalées de 0,2 K pour la lisibilité. Un agrandissement de la transition (en haut à droite) permet de mesurer le temps mis par le signal pour parvenir à $\Delta T/e$ de la nouvelle température d'équilibre. On trouve $\tau = 0,3 \text{ s}$.

$$(III.25) \quad dQ = \frac{4}{3} \pi r^3 \cdot C_t \times d\theta$$

où C_t est la capacité calorifique volumique de la thermistance. On peut donc calculer le temps de réaction par :

$$(III.26) \quad \tau = \frac{\theta}{\left(\frac{d\theta}{dt}\right)} = \frac{2 r^2 C_t}{3 \lambda Nu}$$

où Nu est le nombre de Nusselt (sans dimensions) qui mesure l'efficacité de la convection par rapport à la conduction. Il peut s'écrire :

$$(III.27) \quad Nu = 2 \left(1 + \frac{\alpha r}{\lambda} \right)$$

Pour résoudre le problème il convient de relier le nombre de Nusselt aux autres paramètres qui décrivent la situation : il existe plusieurs études empiriques qui montrent que l'on peut écrire approximativement (Kutateladze, 1963) :

$$(III.28) \quad Nu = 2 \left(1 + \frac{Re^{1/2} Pr^{1/3}}{3} \right)$$

dans les situations où la turbulence peut être négligée (régime laminaire). Pr est le nombre de Prandtl qui vaut 0,73 pour l'air. Re est le nombre de Reynolds : $Re = (\rho_{air} \times U \times 2r) / \mu$ il contient la dépendance vis-à-vis de la vitesse de l'air U et de sa densité ρ .

$\mu \approx 1,42 \times 10^{-5} \text{ Kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$ est la viscosité dynamique de l'air. En utilisant des valeurs typiques, le nombre de Reynolds pour la petite thermistance varie de 90 à 7 entre le sol et 18 km d'altitude. Pour la grosse thermistance, il est 10 fois plus important.

Ces valeurs confirment que le régime est essentiellement laminaire et que l'influence de la turbulence peut être négligée. Le terme $(\text{Re}^{1/2} \text{Pr}^{1/3})/3$ qui rend compte de la convection dans l'équation (III.28) varie entre 3 et 0,8 pour la petite sonde et est environ 3 fois plus important pour la grosse. Ceci montre que la conduction n'est pas négligeable et qu'elle peut même dominer (pour la petite sonde au voisinage du plafond).

Les temps de réponse déduits de cette approche varient de 0,2 à 0,5 secondes pour la petite sonde entre le sol et le plafond. Pour la grosse sonde ils sont compris entre 3 et 8 secondes. Le calcul effectué dans les conditions correspondant à la figure (3.19) conduit à $\tau = 0,34 \text{ s}$ très comparable à la valeur déterminée empiriquement.

Les valeurs trouvées montrent que seule la petite sonde permet des études sur la turbulence. C'est pourquoi aucun spectre de température "haute fréquence" n'a pu être obtenu en dessous de 8,5 km où les capteurs fins sont saturés. D'autre part, la faible dépendance de τ vis-à-vis de U et de ρ permet de l'approximer par une fonction empirique simple qui ne dépend que de la densité pour corriger les spectres de température :

$$\tau(\rho) = 1,86 / (2 + 4 \sqrt{\rho/0,413}) \quad (\rho \text{ en kg/m}^3)$$

Spectres spatiaux, hypothèse de Taylor

Les mesures obtenues par les instruments sont des échantillons, à intervalles de temps réguliers, des quantités observées par les capteurs qui se déplacent dans le milieu. Les théories de la turbulence font intervenir des spectres spatiaux des quantités étudiées qui correspondent à l'état du milieu à un instant donné. Cette situation est très générale et le lien entre les mesures temporelles et les spectres spatiaux est fait

grâce à l'hypothèse de Taylor : si la vitesse de l'instrument est suffisamment élevée, on peut considérer que le milieu n'a pas eu le temps d'évoluer et que les mesures obtenues à des intervalles de temps Δt correspondent à un échantillonnage spatial de longueur $V \cdot \Delta t$ où V est la vitesse de l'instrument. Dans notre cas, la vitesse des capteurs est de plusieurs mètres par seconde alors que les fluctuations de vitesses rencontrées dans le milieu se mesurent en cm/s. L'hypothèse de Taylor est donc pleinement justifiée.

Un autre problème concerne la trajectoire de la nacelle : pour interpréter simplement les mesures, une trajectoire rectiligne (de préférence verticale) et parcourue à vitesse constante serait souhaitable. Dans la réalité, la grande distance qui sépare le ballon de la nacelle (et qui est nécessaire pour se dégager du sillage) induit un vent relatif horizontal qui n'est pas constant. De même, la vitesse verticale relative présente des fluctuations dont l'amplitude est de l'ordre de 10 % de la vitesse moyenne (Voir figure 3.15). La seule solution possible consiste à travailler sur des sections de données suffisamment courtes pour que la constance de la vitesse constitue une approximation raisonnable.

Conversion des spectres temporels en spectres spatiaux

On suppose que les fluctuations (non précisées) du milieu étudié sont caractérisées par un spectre unidimensionnel $\psi(k)$. Le spectre temporel mesuré par un instrument traversant ce milieu à la vitesse V est $\varphi(\nu)$. Ces deux spectres sont reliés par

$$(III.29) \quad \varphi(\nu) d\nu = \psi(k) dk \quad \text{avec} \quad \begin{cases} k = \frac{2\pi}{V} \nu \\ dk = \frac{2\pi}{V} d\nu \end{cases}$$

Cette équation exprime simplement que les mêmes fluctuations ont la même intensité quelle que soit la manière dont on les regarde, elle permet d'exprimer le spectre physique étudié en fonction du spectre mesuré :

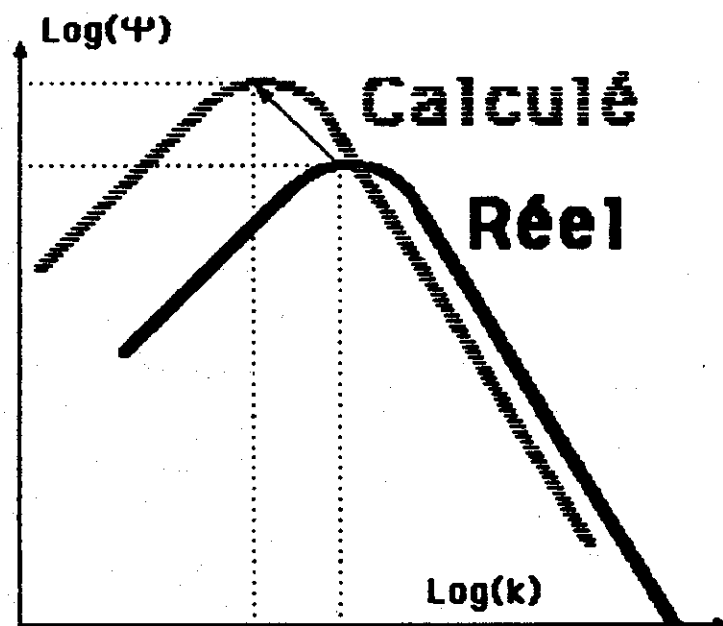


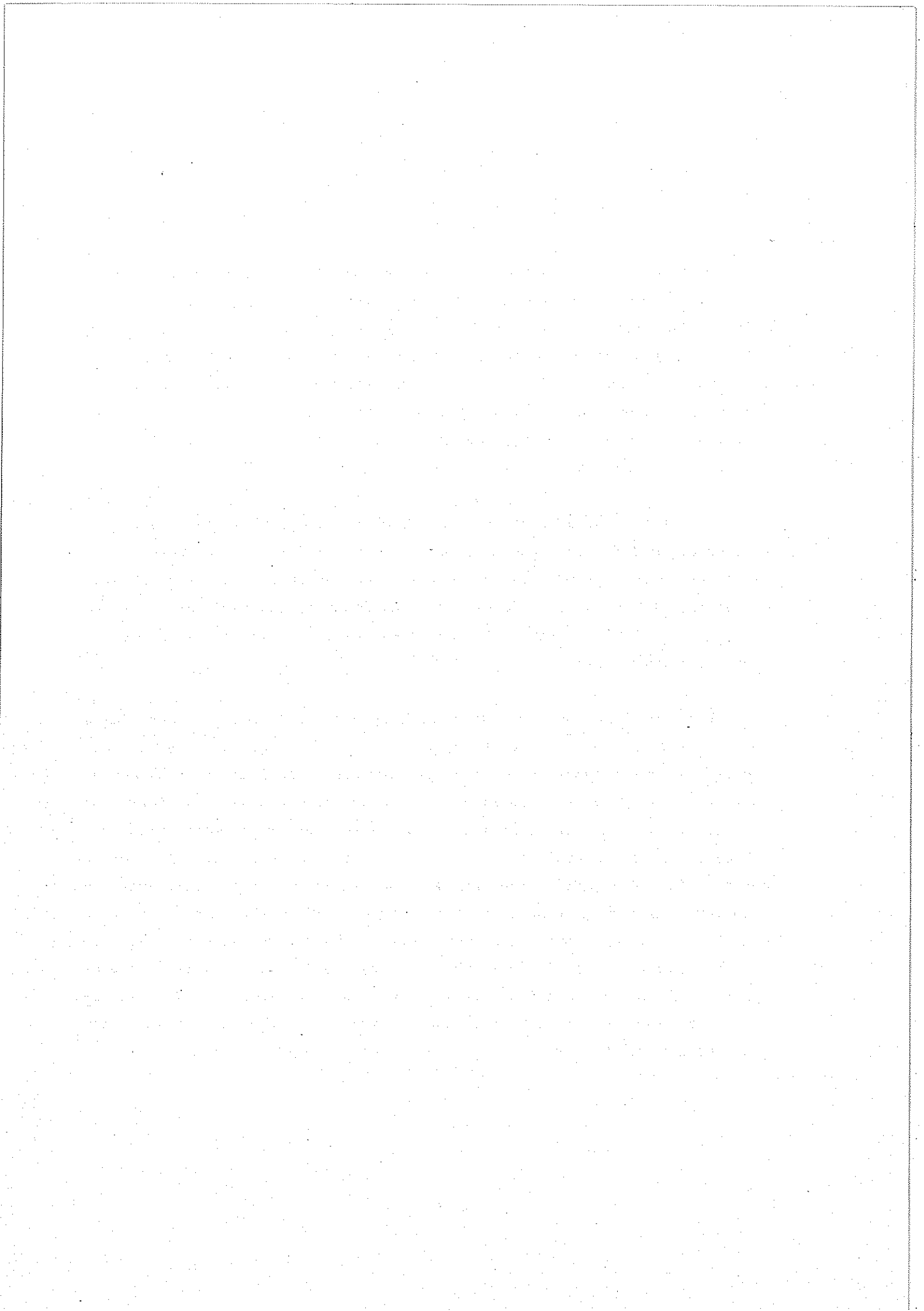
Figure 3.20 : Schéma illustrant l'erreur sur l'estimation du spectre spatial résultant d'une erreur sur la vitesse de la nacelle. L'erreur est d'autant plus réduite que la pente est voisine de -1 . (la forme du spectre est purement illustrative).

$$(III.30) \quad \psi_v(k) = \left(\frac{V}{2\pi}\right) \cdot \varphi\left(k \frac{V}{2\pi}\right)$$

Dans les situations réelle, la vitesse des capteurs V n'est pas constante et l'on utilise une vitesse moyenne V_0 . Considérons une période où la vitesse est V ($V_0 > V$ pour fixer les idées), le spectre mesuré est $\varphi(\nu)$ correspondant au spectre réel donné par la formule (III.30) en fait le spectre calculé sera $\psi_{V_0}(k)$: ces deux spectres sont visualisés sur la figure (3.20) pour une forme de spectre arbitraire en coordonnées log-log. Le spectre calculé est décalé suivant la diagonale par rapport au spectre réel de $\log(V_0/V)$ vers le haut et vers la gauche.

Le spectre obtenu pour la totalité de la mesure sera une moyenne de tels spectres pour des vitesses fluctuant autour de V_0 . Il en résulte un biais sur le spectre mesuré : une estimation plus précise de ce biais est donnée dans l'Annexe C. Toutefois, si les fluctuations de V autour de V_0 sont faibles ce biais restera faible et le spectre calculé sera une bonne approximation du spectre réel.

D'une manière générale, les spectres obtenus sont considérés comme des spectres verticaux, à cause du vent relatif horizontal, la distance réelle parcourue peut être significativement supérieure au déplacement vertical - si le spectre étudié est un spectre ondulatoire, cet effet est sans importance car les échelles horizontales sont très supérieures aux échelles verticales (voir fig. B4) et le milieu peut être considéré comme horizontalement stratifié (en première approximation). Par contre, pour un phénomène approximativement isotrope, comme la turbulence, la vitesse utilisée dans la conversion peut être notablement sous-estimée : en utilisant un vent relatif horizontal typique de 2 m/s. La vitesse troposphérique 5 m/s est sous-estimée de 8 % environ alors que la vitesse stratosphérique de 3 m/s est sous-estimée de 20 %. La surestimation maximale résultante sur le spectre reste inférieure à 30 %.



CHAPITRE IV

ANALYSE ET INTERPRETATION DES DONNEES BALLON

A) STRUCTURE VERTICALE DES FLUCTUATIONS ATMOSPHERIQUES

Mesure de l'intensité des fluctuations

Pour caractériser les fluctuations de vitesse verticale et de température, nous étudierons leurs spectres "verticaux" exprimés en fonction de k_z . Ces spectres sont obtenus par application de l'hypothèse de Taylor (Voir chapitre III). Dans ces spectres, plusieurs régions vont nous fournir des informations sur la nature des fluctuations.

1°) La région "haute fréquence" (spatiale)

Pour des échelles inférieures à l'échelle externe de la turbulence : 10 m environ (Barat, 1982a), nous pouvons admettre que les fluctuations observées relèvent principalement de la turbulence. De manière à étudier l'intensité et l'extension verticale des régions turbulentes nous avons calculé les variances dans une bande haute fréquence par intégration de spectres obtenus sur 10 secondes de données.

Pour les fluctuations de vitesse, l'intégration est limitée à la bande $[k_1 = 2 \pi / 1 \text{ m}, k_{0,2} = 2 \pi / 0,2 \text{ m}]$. La limite inférieure est imposée par la présence de l'oscillation parasite à 0,7 Hz (voir Fig. 3-17) et de manière à éviter toute contamination, les fréquences (temporelles) inférieures à 2 Hz ont été rejetées. Cette limitation supplémentaire de la bande peut conduire à une légère sous-estimation de la variance haute fréquence, mais cette circonstance ne s'est produite que deux fois au cours des deux ralentissements du ballon vers 12 et 13 km d'altitude. La limite supérieure $k_{0,2}$ est destinée à éviter l'intégration du bruit du capteur et par conséquent, à améliorer le "contraste" entre les régions turbulentes et leur voisinage immédiat.

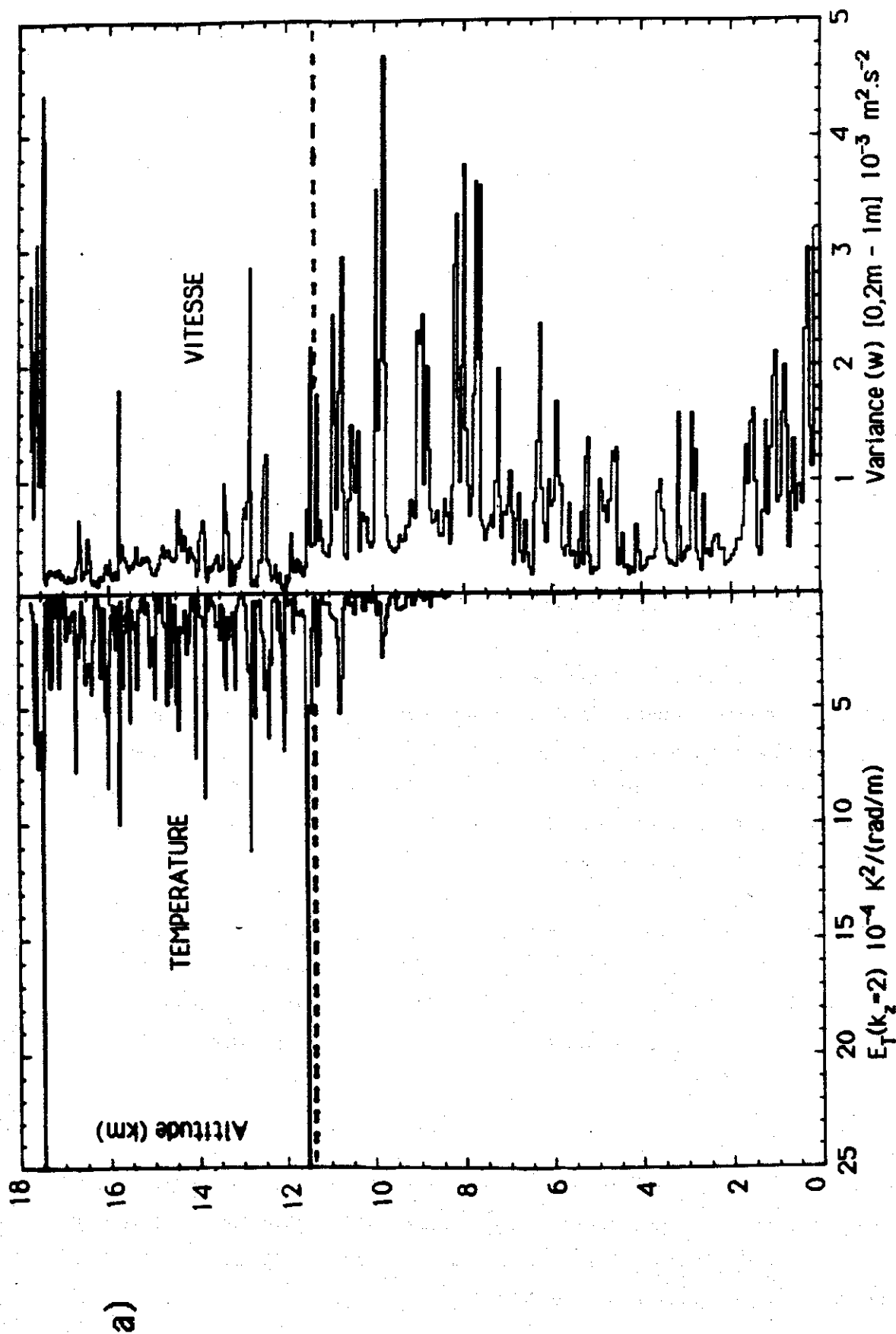
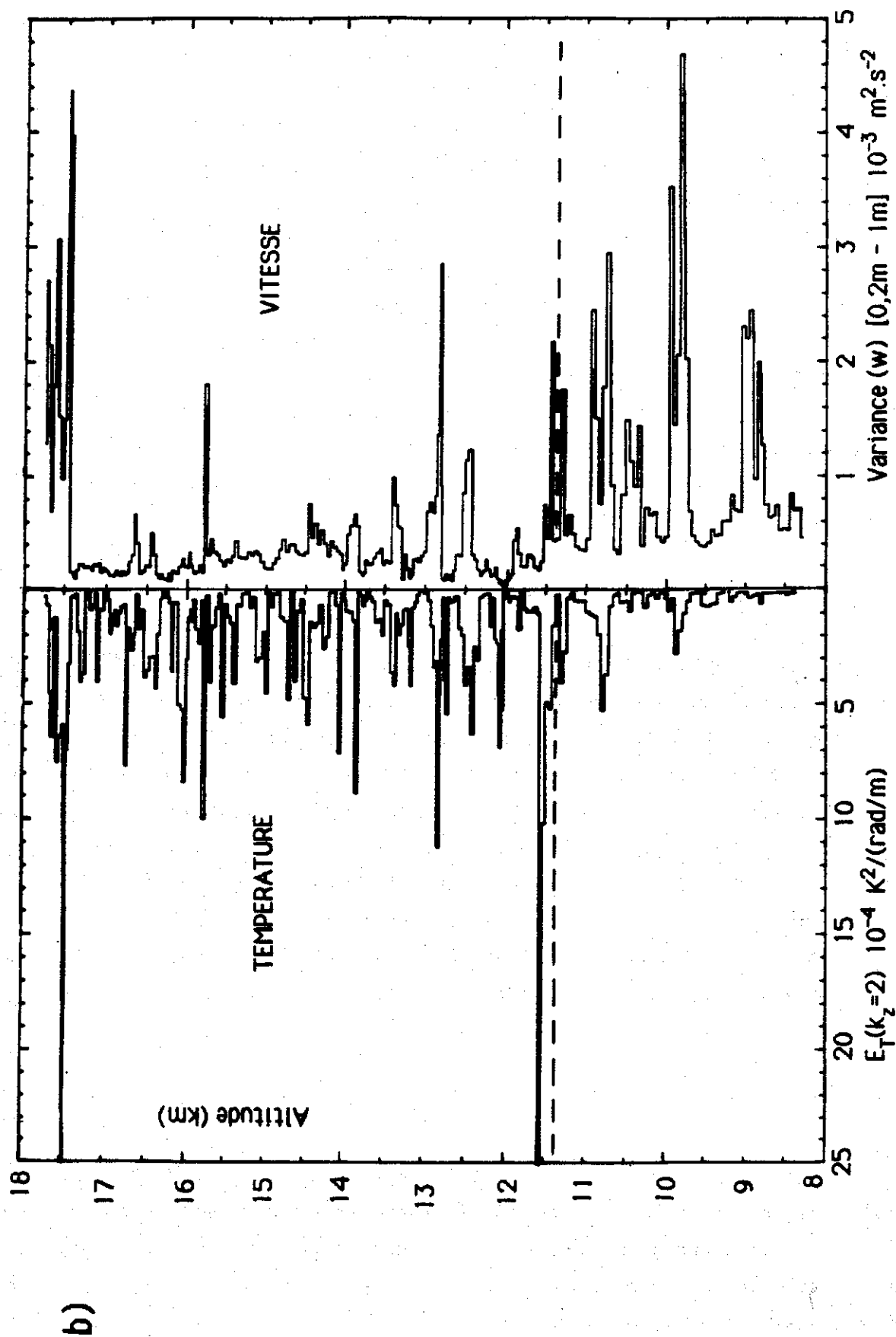


Figure 4.1 : Profils de fluctuations haute fréquence de vitesse (à droite) et de température (à gauche). Lire le texte pour plus de détails. La tropopause est représentée par un pointillé.

a) de 0 à 18 km b) de 8 à 18 km



2°) La région autour de $k = 2 \text{ rad/m}$

La valeur du spectre de température, obtenu sur 10 s de données, est estimée pour l'échelle verticale associée à $k_{3,14} = 2 \pi / 3,14 \text{ m} = 2 \text{ rad/m}$ qui correspond à la demi-longueur d'onde du radar S.T. dont il sera question au chapitre V. Cette valeur du spectre permet de remonter, sous certaines hypothèses, à l'amplitude des fluctuations de températures auxquelles le radar est sensible. Elle est estimée par une valeur moyenne du spectre autour de $k_{3,14}$ dans une bande de fréquence spatiale correspondant à 5 valeurs de part et d'autre $\Delta k = (10 \times \pi) / (W \times 10 \text{ s})$. Le nombre d'ondes $k_{3,14}$ est suffisamment élevé et la bande Δk suffisamment réduite pour que le biais sur la valeur moyenne soit négligeable. De plus, la contribution du bruit du capteur est suffisamment faible autour de $k = 2$ pour assurer un bon contraste entre régions calmes et agitées. Pour ces diverses raisons, la valeur du spectre S_T ($k = 2 \text{ rad/m}$) sera utilisée par la suite comme un indicateur de fluctuations turbulentes pour la température.

3°) La région "basse fréquence" (spatiale)

Cette région contient des informations sur la façon dont les fluctuations sont influencées par la stratification. De manière à conserver la meilleure résolution spatiale possible (60 à 100 m), les spectres ont ici été calculés sur 20 secondes de données, et on estime la valeur du spectre autour de $k_{20} = 2 \pi / 20 \text{ m}$. Cette estimation utilise la valeur en k_{20} de la droite (déterminée par moindres carrés) qui approxime au mieux le spectre (en log-log) entre la première fréquence spatiale harmonique : $2 \pi / (W \times 20 \text{ s})$ et k_{10} . Cette méthode d'estimation permet d'éviter le biais important qui affecte les calculs de variance dans la partie basse fréquence des spectres pentus (voir annexe C), elle a été utilisée aussi bien pour la vitesse que pour la température.

Comparaison des fluctuations haute fréquence (vitesse-température)

Il s'agit d'examiner la répartition spatiale des fluctuations haute fréquence de vitesse et de température (donc essentiellement turbulentes). La figure 4.1 compare un profil de variance de vitesse haute fréquence à un profil de S_T . Ce dernier n'est obtenu que pour des altitudes supérieures à 8,5 km où le capteur fin de température fonctionne.

Profil de variance de vitesse

Ce profil montre que, superposé à un fond de fluctuations minimum présent partout dans l'atmosphère, des couches turbulentes bien localisées sont visibles. La dénomination "turbulente" employée dans tout ce chapitre signifie ici "fluctuations de petite échelle spatiale" et ne présume rien sur l'existence d'un domaine inertiel isotrope. Ces couches turbulentes présentent une variance nettement supérieure à leur environnement immédiat et leurs caractéristiques sont différentes dans la stratosphère et dans la troposphère (il convient d'exclure la couche à 17,5 km qui résulte du passage de la nacelle dans le sillage du ballon). Dans la troposphère, le niveau des fluctuations est notablement plus élevé que dans la stratosphère aussi bien pour le fond minimum que pour les couches turbulentes, et celles-ci y sont nettement plus fréquentes. C'est là un reflet de la différence de stabilité des deux régions. Dans la stratosphère, la plus grande stabilité réduit l'amplitude des mouvements fluctuants en convertissant une partie de leur énergie sous forme potentielle.

Profil de fluctuation de température (à $k = 2 \text{ rad/m}$)

Bien que la portion de troposphère observable (les 3 kilomètres supérieurs) soit réduite, on remarque nettement la différence avec le profil stratosphérique (Voir Fig. 4.1b). La situation est l'opposée de celle observée sur le profil de vitesse : les couches sont plus fréquentes et plus intenses dans la stratosphère que dans la troposphère (on observe cette fois la partie potentielle de l'énergie). Les couches sont généralement bien délimitées et le niveau de fluctuation y est nettement plus élevé que de part et d'autre. L'examen direct du signal de température montre que les couches sont parfois plus étroites que la résolution choisie ici (voir Fig. 4.2).

Comparaison des profils

Dans la troposphère, les fluctuations importantes de température sont toutes associées à des fluctuations de vitesse. La réciproque n'est pas vraie mais ce phénomène s'explique aisément dans la mesure où les fluctuations de température sont proportionnelles au gradient moyen de température potentielle. De plus l'action de brassage de la turbulence, en

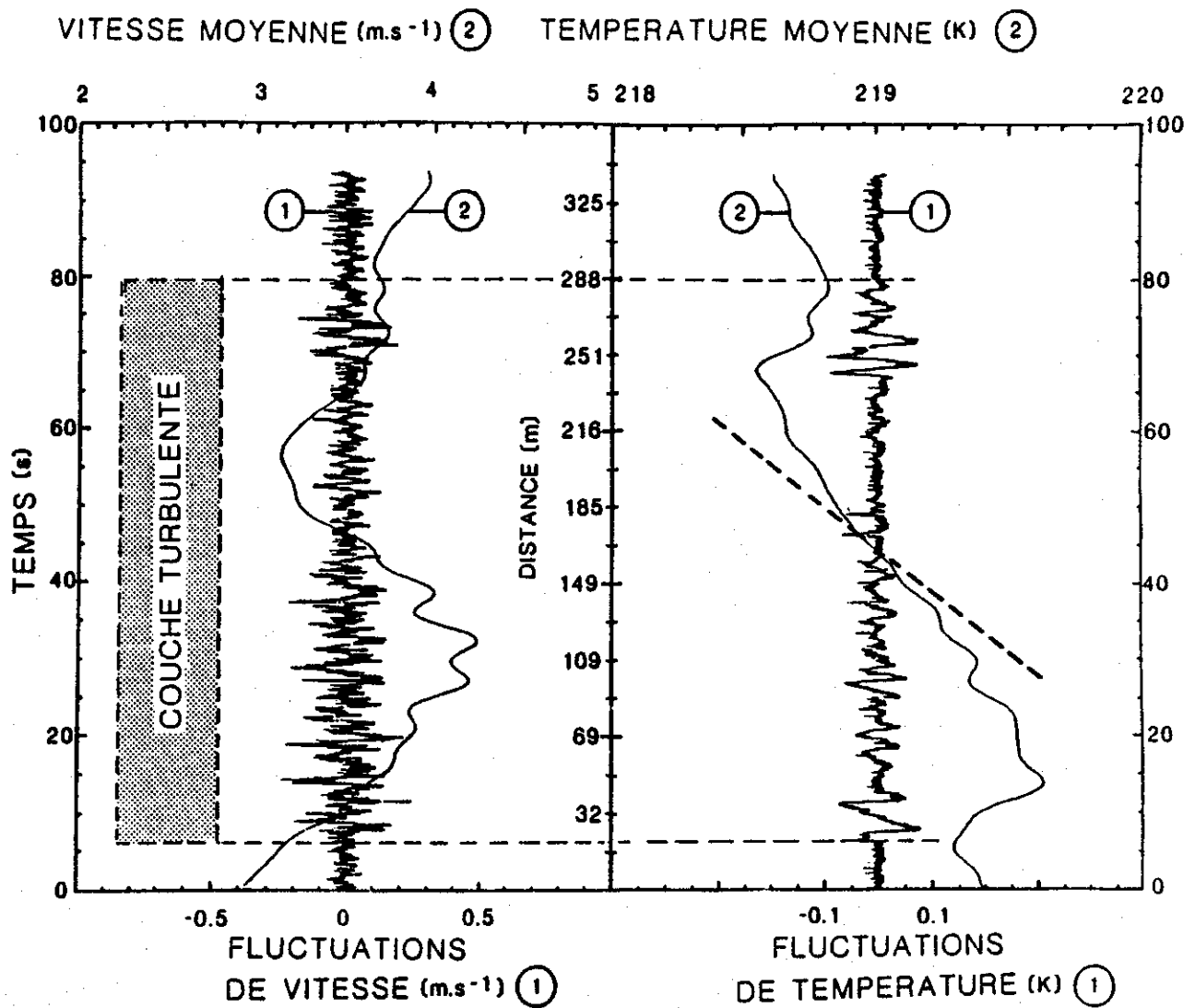


Figure 4.2 : Profils détaillés de vitesse et de température dans la couche turbulente autour de 13,9 km. Chaque profil a été séparé en une partie fluctuante marquée (1) et un profil moyen marqué (2). Dans le centre de la couche, le gradient de température ($-5,5$ K/km) est voisin du gradient adiabatique (en pointillés). Les fluctuations de température sont renforcées dans les régions de gradient positif. Cette figure est adaptée de Dalaudier et al (1985).

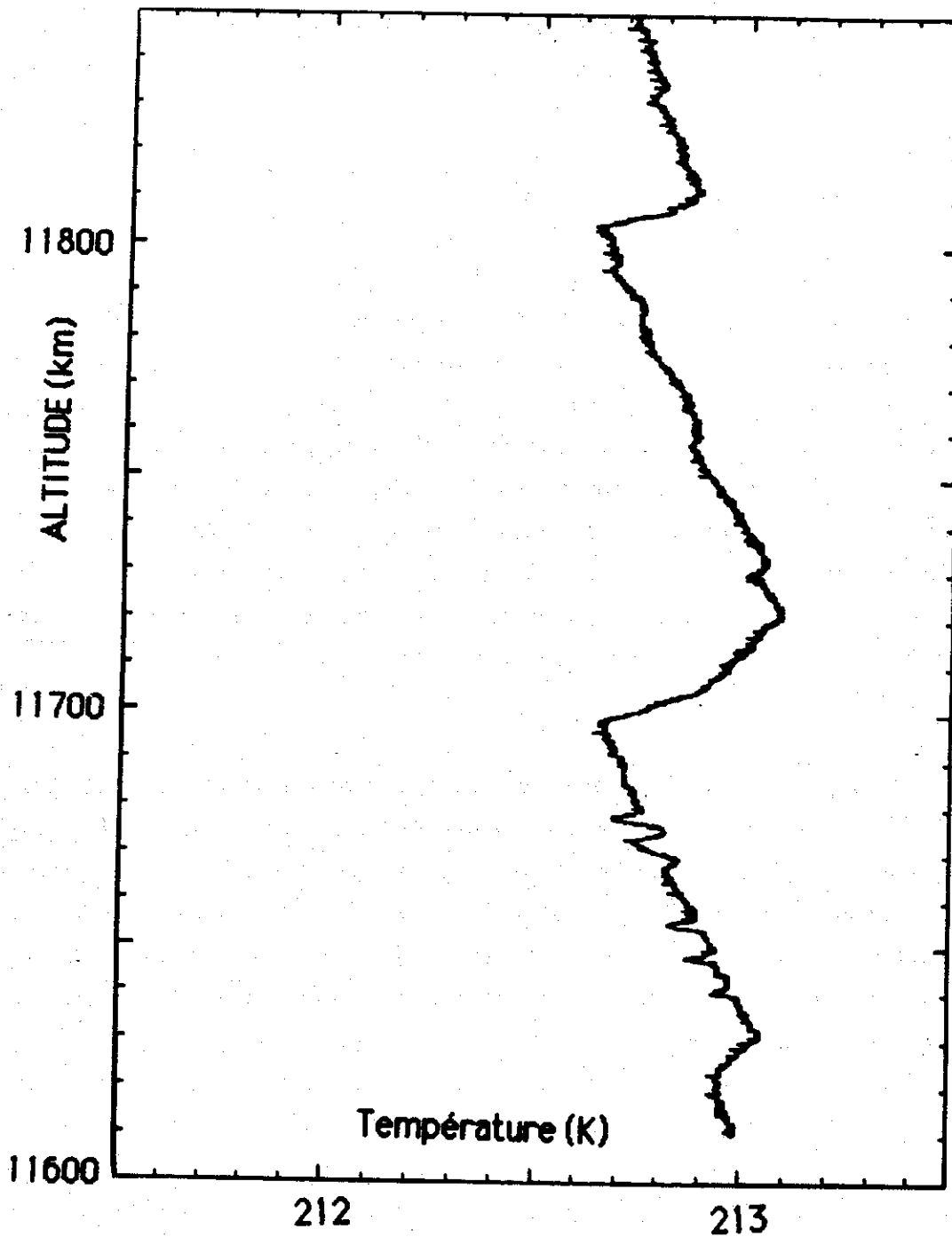


Figure 4.3 : Profil détaillé de température dans une région non turbulente. On observe un profil caractéristique en forme de dents de scie. Ce type de profil pourrait résulter de l'action de la turbulence dans une région stratifiée (voir le profil de température de la fig. 4.2).

réduisant ce gradient tend à y faire disparaître les fluctuations de température associées. Dans la stratosphère, par contre, où l'augmentation de l'amplitude des fluctuations résulte des valeurs plus élevées des gradients de température potentielle, on observe toutefois de nombreuses couches fluctuantes qui ne semblent associées à aucune turbulence mécanique.

Profils détaillés de température

La figure 4.2 extraite de Dalaudier et al. (1985) montre un exemple de profil détaillé de vitesse et de température (la partie fluctuante a été séparée du profil moyen) dans une couche associée à de la turbulence en vitesse (couche autour de 13,9 km). Alors que les fluctuations de vitesse sont observables sur la totalité de la couche, les fluctuations de température sont nettement renforcées dans les deux régions présentant un gradient de température positif. Dans la partie centrale de la couche, le gradient de température ($\approx - 5,5$ K/km), résulte probablement de l'action de brassage de la turbulence (le gradient adiabatique est indiqué à titre de référence). Des situations analogues ont été étudiées par Barat et Bertin (1984).

La figure 4.3 présente un exemple d'une structure en forme de marches (ou de dents de scie) observée sur un profil détaillé de température (autour de 11,7 km). Ce type de structures a été fréquemment observé dans l'océan (Hayes et al., 1975 ; Mc Pharden, 1985) mais également dans la couche limite atmosphérique (Gossard et al., 1985) et semble caractéristique de l'action de la turbulence sur le profil de température en présence d'une stratification stable (ici dans la stratosphère). La signature spectrale d'une telle structure peut présenter de l'énergie jusqu'à des échelles de quelques mètres du fait de la brutalité des transitions qui y sont observées. Il est également possible qu'une partie des fluctuations de températures observées en l'absence de fluctuations de vitesse indiquent la présence de "turbulence fossile" (Gibson, 1980).

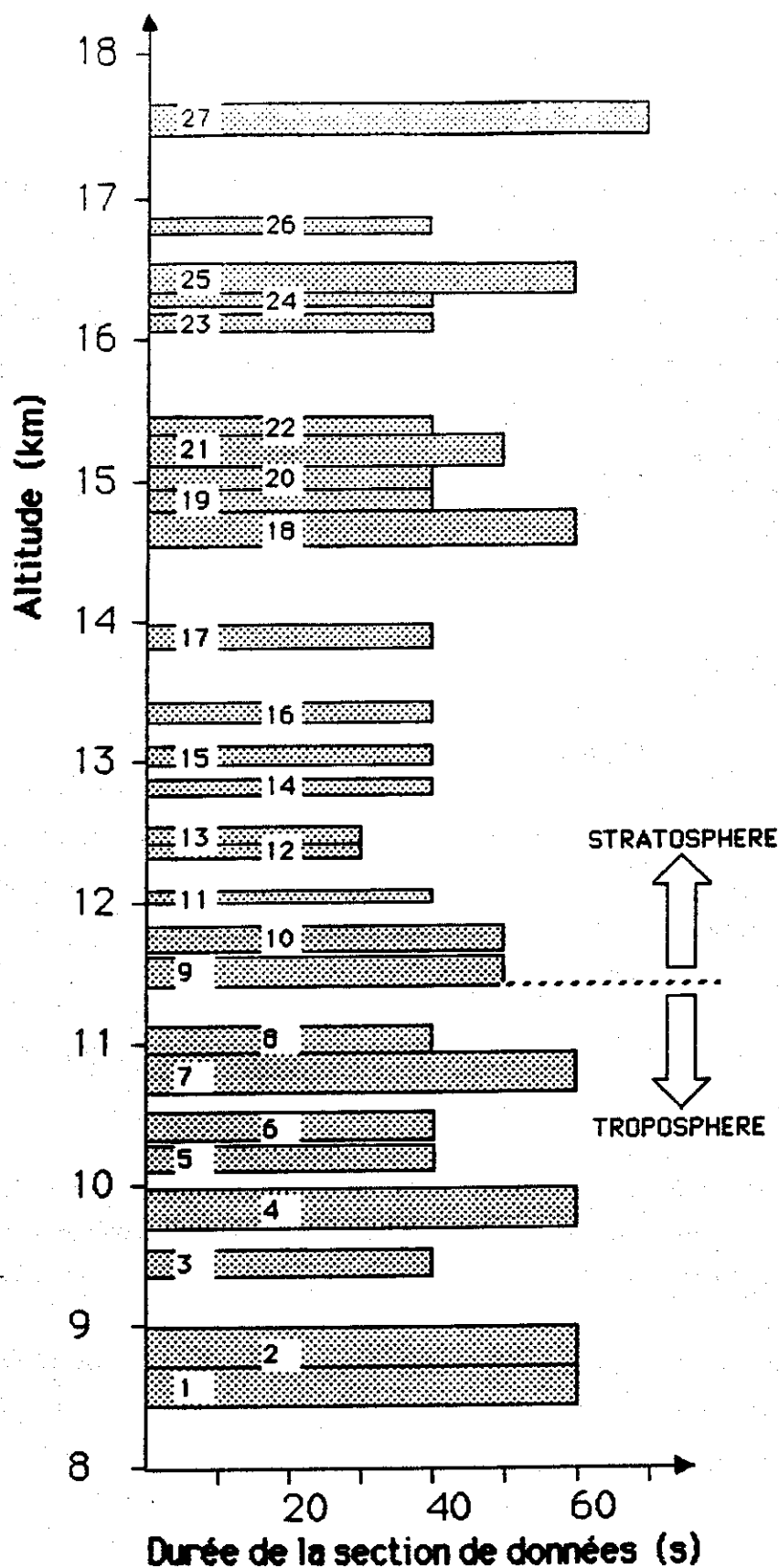


Figure 4.4 : Position des 27 zones choisies pour étudier les fluctuations atmosphériques. Les 8 premières sont troposphériques, les 19 suivantes sont stratosphériques. La hauteur des rectangles indique la gamme d'altitude couverte et leur longueur indique la durée des données utilisées. Dans le texte, les zones sont repérées par leur numéro.

Dans les cas présentés ici, le profil de température semble conserver la mémoire de l'action de la turbulence mécanique, même après la disparition de celle-ci. Le résultat de l'action irréversible de la turbulence et de celle, réversible, du champ d'ondes de gravité permet d'interpréter la partie variable des profils de température observés. Les différences importantes entre les profils de la figure 4.1 résultent du fait que celui de vitesse est une photographie "instantanée" du champ turbulent alors que celui de température correspond à un "temps de pause" beaucoup plus long.

B) NATURE DES FLUCTUATIONS DE VITESSE

Choix de 27 couches représentatives

De manière à étudier les différentes situations expérimentales rencontrées au cours du vol nous avons défini 27 zones d'études, reportées sur la figure 4.4 en fonction de l'altitude. Ces zones ont été choisies en fonction des critères suivants :

- Couvrir toutes les altitudes (8 zones troposphériques - 19 zones stratosphériques)
- Le signal dans chaque zone doit être aussi "stationnaire" que possible, aussi bien du point de vue des fluctuations de vitesse que de température. De plus, la vitesse de la nacelle doit rester approximativement constante.
- La durée des segments doit être assez longue pour permettre une analyse spectrale statistiquement fiable : les durées retenues reportées en abscisse sur la figure 4.4 sont comprises entre 40 et 60 secondes à 3 exceptions près.

Par la suite les différentes zones retenues seront repérées par leur numéro (croissant avec l'altitude) et nous allons étudier les caractéristiques des spectres de vitesse et de température obtenus sur ces segments de données⁽¹⁾. La gamme d'échelles spatiales étudiées dépend de la vitesse de la nacelle : elle correspond toujours à la gamme de fréquence temporelle [0,1 Hz - 32 Hz].

La plus grande échelle spatiale étudiée correspond à $10 \times W$ soit environ 50 m dans la troposphère et 30 m dans la stratosphère. Il faut noter que les spectres étant suréchantillonnés d'un facteur 2, le premier point tracé sur les spectres présentés correspond au double de cette échelle mais qu'il ne peut pas être considéré comme "indépendant" (de surcroît il peut être fortement biaisé). Nous commencerons par examiner les spectres de vitesse.

Classement en fonction de la variance haute fréquence

Les variances haute fréquence de vitesse calculées sur les 27 zones varient de $2,5 \times 10^{-3}$ à $4,7 \times 10^{-5} \text{ (m/s)}^2$. Elles correspondent à des écarts types sur la vitesse (aux échelles inférieures au mètre) compris entre 5 cm/s et 7 mm/s. Les situations couvertes vont de la turbulence forte à la zone très calme (fluctuations atmosphériques inférieures au bruit du capteur pour cette gamme d'échelles). De manière à décrire des situations typiques, nous définissons (arbitrairement) 4 catégories de couches en se basant sur la mesure de leur variance de vitesse. Ces catégories sont les suivantes :

- turbulence forte $10^{-3} \text{ (m/s)}^2 < \text{Var (w)}$ (7 couches "++")
- turbulence moyenne $5 \times 10^{-4} \text{ (m/s)}^2 < \text{Var (w)} < 10^{-3} \text{ (m/s)}^2$ (5 couches "+")
- turbulence faible $2 \times 10^{-4} \text{ (m/s)}^2 < \text{Var (w)} < 5 \times 10^{-4} \text{ (m/s)}^2$ (11 couches "-")
- Région calme $\text{Var (w)} < 2 \times 10^{-4} \text{ (m/s)}^2$ (4 couches "---")

(1) - L'ensemble de ces 27 paires de spectres est regroupé dans l'annexe D

Une première distinction apparaît nettement à l'examen des spectres : les catégories de turbulence forte et moyenne présentent un domaine de turbulence inertielle caractérisé par une pente $-5/3$, alors que les régions de turbulence faible présentent généralement une pente plus faible (-1) . Les régions calmes sont caractérisées, dans leur partie haute fréquence par une pente nulle représentative du bruit instrumental. Deux couches font exception au schéma présenté ci-dessus : la couche numéro 6 qui présente une pente -1 très claire alors que sa variance la classe parmi les régions très turbulentes, et la couche n° 11 qui présente la plus faible variance de vitesse et dont le spectre suit cependant une pente $-5/3$ sur la quasi totalité de la bande observée. La couche n° 11 est également celle présentant la stabilité la plus grande et nous verrons que cette pente $-5/3$ ne peut pas être identifiée à de la turbulence inertielle. La figure 4.5 montre une sélection de 4 spectres de vitesse représentatifs de chaque catégorie.

Caractérisation du domaine inertiel pour les spectres turbulents

Le domaine inertiel de la turbulence est délimité de manière commode par les nombres d'onde k_s et k_B introduits dans le chapitre II et l'étendue de ce domaine peut être mesuré par leur rapport $I = k_s/k_B$. Ces nombres d'onde sont caractéristiques respectivement des échelles où la viscosité devient importante (k_s) et de celles où l'effet de la stratification doit être pris en compte (k_B). Les valeurs de ϵ sont déterminées sur la portion de chaque spectre compatible avec la pente $-5/3$ sur une décade minimum. Sur cette portion, le spectre vérifie :

$$(IV.1) \quad E_w^{(1)}(k) = (18/55) \alpha \epsilon^{2/3} k^{-5/3}$$

Cette formule concerne le spectre unidimensionnel vertical de vitesse verticale (spectre longitudinal) et se déduit, pour un spectre tridimensionnel isotrope, de la formule II-15 (le coefficient $(18/55) \alpha$ vaut 0,49). Les nombres d'ondes limites sont calculés par $k_s = (\epsilon/\nu^3)^{1/4}$ et $k_B = (N^3/\epsilon)^{1/2}$ (voir chapitre II) ainsi que leur rapport $I = k_s/k_B$, l'ensemble de ces résultats est reporté dans le tableau (IV.2).

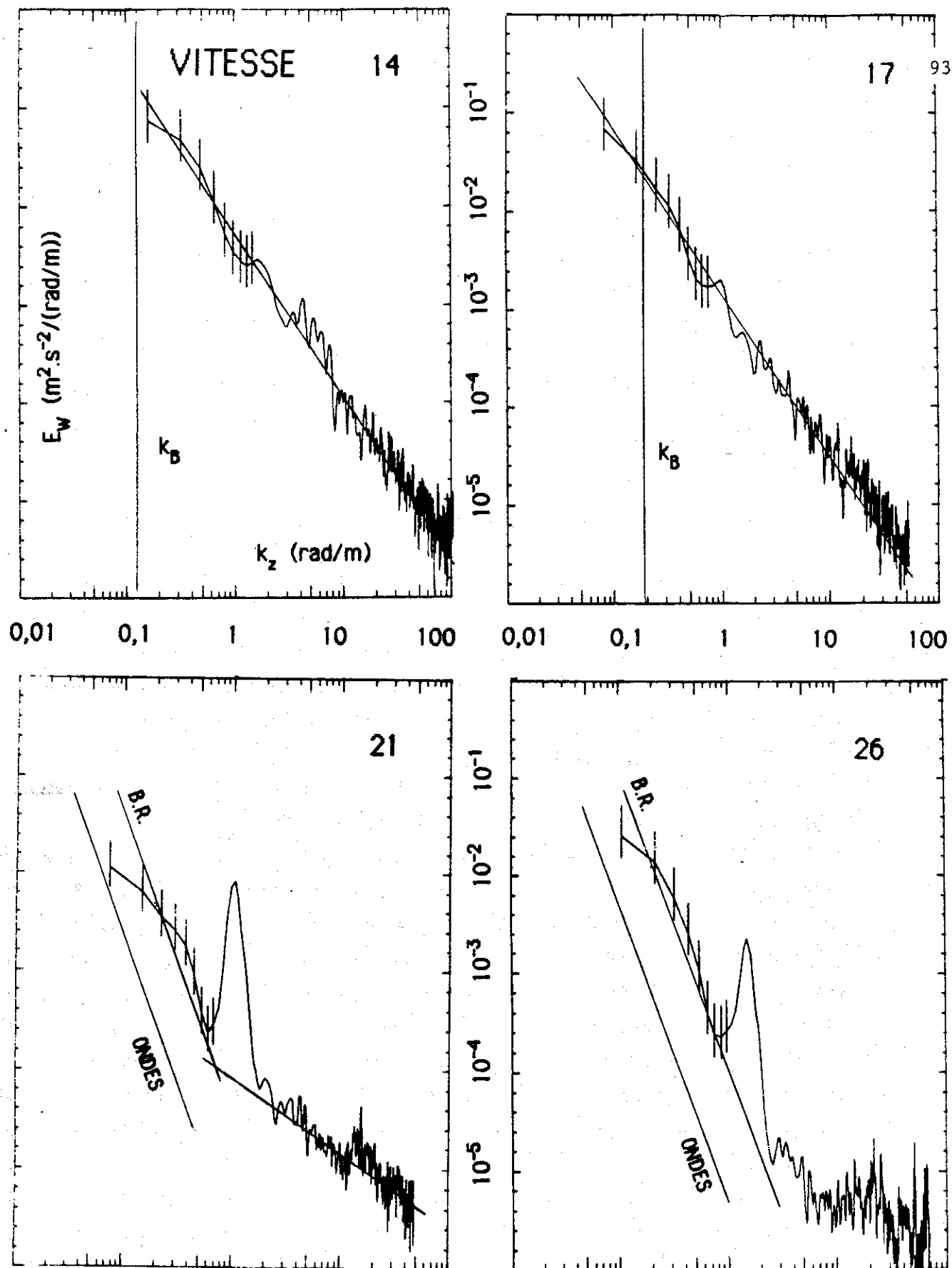


Figure 4.5 : 4 spectres de vitesse représentatifs de chacune des quatre catégories étudiées. Zone 14 (turbulence forte). Zone 17 (turbulence moyenne). Zone 21 (turbulence faible). Zone 26 (région calme). La pente en $-5/3$ est reportée sur les 2 premiers spectres, les niveaux prédits dans le "Buoyancy Range" sur les 2 suivants (ONDES et B.R.).

On peut noter que les valeurs du taux de dissipation ϵ sont comprises entre $4,7 \times 10^{-4}$ et $2,6 \times 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$ pour les turbulences fortes (notées ++ dans le tableau) et entre $1,5 \times 10^{-5}$ et $2,6 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$ pour les turbulences moyennes. Pour les turbulences faibles, l'absence de domaine en $-5/3$ ne permet pas d'estimer ϵ par cette méthode. Les valeurs de k_g sont toutes supérieures à 150 et montrent que la résolution spatiale n'est pas suffisante pour voir l'action de la viscosité se manifester sur les spectres.

Comportement basse fréquence des spectres turbulents

Il s'agit ici des spectres fortement à modérément turbulents présentant un domaine en $-5/3$ qui se prolonge en direction des grandes échelles. Si la stratification est la seule cause de limitation du domaine inertiel, il faut s'attendre à voir celui-ci se prolonger jusqu'au voisinage de k_g et c'est ce qu'on observe sur la majorité des spectres : (4, 7, 14, 5, 1, 17). Dans certains cas, le spectre s'écarte de la pente $-5/3$ avant k_g ; une autre cause est alors venue modifier le comportement inertiel. Le spectre 27 correspond au passage de la nacelle dans le sillage du ballon et un surcroît d'énergie peut être observé au voisinage de k_{20} qui correspond à la dimension du ballon. Les spectres 4, 13 et 9 présentent au contraire un défaut d'énergie localisé au voisinage de $k = 0,7 \text{ rad/m}$ (pour lequel je n'ai pas d'explications). Les spectres 2 et 16 voient l'amplitude de leur fluctuation basse fréquence quitter la pente $-5/3$ nettement avant k_g . La pente associée est de l'ordre de -1 et il pourrait s'agir de l'action du gradient vertical de vent qui, en injectant de l'énergie dans la cascade turbulente, en diminue localement la pente. A l'opposé, certains des spectres de pente $-5/3$ paraissent se prolonger avec la même pente au delà de k_g . Il s'agit par exemple des spectres 9, 1, 17 et du spectre 11 qui doit être examiné à part. Dans ce domaine d'échelle, il ne peut pas s'agir d'un domaine inertiel et la pente observée doit résulter d'une compensation approximative entre un puits d'énergie (travail contre les forces ascensionnelles) et une source (gradient de vent) agissant simultanément dans le même domaine spectral (Voir par exemple Weinstock, 1980).



























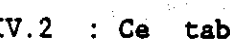
Nus		Var(W)	Stabilité	Epsilon	Ks	Kb	I	Spec. W	Spec. T
27	++	2,46E-03		2,6E-03	212	0,04	5169	-5/3	-1
4	++	2,41E-03		1,1E-03	404	0,04	9075	-5/3	-5/3...-1
7	++	1,73E-03		7,1E-04	335	0,08	4404	-5/3	-3...-1
2	++	1,61E-03		4,7E-04	349	0,02	20711	-5/3	-3... 0
14	++	1,50E-03		1,5E-03	320	0,13	2499	-5/3	-1
6	++	1,24E-03						-3...-1	-3... 0
13	++	1,08E-03		5,2E-04	256	0,15	1693	-3...-5/3	-3...-1
9	+	7,59E-04		1,4E-04	207	0,36	569	-5/3	-3...-1
16	+	7,12E-04		2,6E-04	195	0,13	1552	-5/3	-5/3
5	+	6,34E-04		5,1E-05	182	0,14	1323	-5/3...-1	-3... 0
1	+	6,00E-04		1,5E-05	151	0,22	678	-5/3...-1	-3... 0
17	+	5,77E-04		1,8E-04	168	0,19	873	-5/3	-5/3
3	-	4,50E-04						-3... 0	-1
8	-	3,81E-04						-3...-1	-3...-1
18	-	3,78E-04						-3...-1	-3... 0
22	-	3,19E-04						-3...-1	-3... 0
21	-	3,11E-04						-3...-1	-3... 0
15	-	2,90E-04						-3...-1	-3... 0
19	-	2,67E-04						-3...-1	-3...-1
10	-	2,63E-04						-3...-1	-3... ?
12	-	2,51E-04						-3... 0	-3... 0
25	-	2,45E-04						-3...-1	-3... ?
20	-	2,35E-04						-3...-1	-3... 0
23	--	1,65E-04						-3... 0	-3... 0
26	--	1,38E-04						-3... 0	-3... 0
24	--	1,02E-04						-3...-1	-3... 0
11	--	4,75E-05						-5/3	-3...-1

Tableau IV.2 : Ce tableau résume les principales caractéristiques des 27 zones étudiées. Elles sont classées par ordre de variance de vitesse décroissante. Les rubriques sont de gauche à droite: le numéro de la zone, sa catégorie, la variance haute fréquence de la vitesse en $m^2.s^{-2}$ (critère de classement), la stabilité de la zone étudiée (valeur de la fréquence de Brunt-Väissälä représentée graphiquement). Les 4 rubriques suivantes concernent les régions turbulentes : ce sont la valeur de ϵ en $m^2.s^{-3}$ puis les nombres d'onde k_s et k_b en rad/m et leur rapport I.

Les deux dernières colonnes résument les pentes observées sur les spectres de vitesse verticale et de température. Quand plusieurs pentes sont observées successivement, elles sont reportées de gauche à droite, par ordre de nombre d'ondes croissant. Le point d'interrogation indique un spectre haute fréquence agité avec une pente comprise entre -1 et -2.

Cas du spectre 11

Le spectre de vitesse de la couche n° 11 est compatible avec la pente $-5/3$ sur deux décades environ. Si ce spectre est interprété comme résultant de la turbulence, la valeur du taux de dissipation associé $\epsilon = 7,7 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$ est extrêmement faible. La valeur de $k_B = 3,92 \text{ rad/m}$ correspond à une échelle verticale de l'ordre de 1,6 m et l'essentiel du domaine en $-5/3$ se situe au-delà, dans une région où la stratification (ici la plus forte de celles rencontrées) joue un rôle prépondérant. Enfin, l'espace spectral $I = k_S/k_B = 24$. Cette très faible valeur est incompatible avec l'existence d'un domaine inertiel (Chapitre II).

Espace spectral disponible pour le domaine inertiel

Avec la classification adoptée, les régions fortement turbulentes ont un rapport $I = k_S/k_B$ (espace spectral) supérieur à 1700. Les régions de turbulence moyenne ont un rapport I compris entre 500 et 1600 typiquement. Ces valeurs sont en accord avec le schéma proposé par Gargett et al. (1984) dont les mesures montrent que les spectres longitudinaux conservent un domaine inertiel pour des $I > 600$. de plus, la pente -1 observée sur la quasi totalité des spectres faiblement turbulents est similaire à celle observée par Gargett et al. quand l'espace spectral est inférieur à 200.

Comportement basse fréquence des spectres non turbulents

A l'exception du spectre 11 dont le cas vient d'être examiné, tous les spectres de vitesse qui ne relèvent pas directement de la turbulence (spectres "-" et "--") présentent dans leur partie basse fréquence une pente très forte de l'ordre de -3 . Bien qu'il ne soit pas possible d'exclure une origine instrumentale, étant donné la dimension des échelles verticales mises en jeu, cette pente -3 trouve une interprétation possible dans la théorie de Lumley (1964) du "buoyancy range" (B.R.). Cette théorie permet de prédire un spectre unidimensionnel :

$$(IV.3) \quad E_w^{(1)}(k_z) = (2/15) \alpha N^2 k_z^{-3} = 0,2 N^2 k_z^{-3}$$

en supposant que le spectre tridimensionnel associé est isotrope. Ce spectre est indépendant du taux de dissipation ϵ dans un éventuel domaine

turbulent à plus petite échelle et est proportionnel au carré de la pulsation de Brunt-Väissälä (N^2). Les pentes et les niveaux prédits par (IV.3) sont en assez bon accord avec les spectres observés : voir fig. 4.5 spectres 21 et 26. Il faut noter que l'hypothèse d'isotropie est nécessaire pour déduire (IV.3) de la formule (II.22). Cette hypothèse n'est probablement pas vérifiée dans ce domaine soumis à la stratification et il faut s'attendre à une diminution de l'amplitude des fluctuations verticales observées.

Une autre interprétation possible de cette pente - 3 consiste à supposer que ces fluctuations sont représentées par le modèle ondulatoire décrit dans l'Annexe A. Le spectre unidimensionnel se déduit des équations A9 et A12 par intégration sur toutes les pulsations. Dans le domaine de fréquences spatiales et d'altitudes considérées ce spectre peut s'écrire :

$$(IV.4) \quad E_w^{(1)}(k_z) = 2,26 \times 10^{-3} N^{1,6} k_z^{-3}$$

(le coefficient numérique est valable dans la stratosphère).

Bien que la dépendance vis-à-vis de k_z soit identique pour les deux interprétations, celle vis-à-vis de la stabilité est différente. Les spectres prévus par les formules (IV.3) et (IV.4) sont reportés sur la figure 4.5 (spectres 21 et 26) et il apparaît que les niveaux de fluctuations prédits par le modèle ondulatoire sont très inférieurs à ceux observés et que ceux-ci sont approximativement conformes aux prédictions de Lumley. Cette situation ne doit pas être considérée comme typique car les niveaux observés dans la partie basse fréquence des spectres non turbulents sont généralement intermédiaires entre ceux prédits par (IV.3) et (IV.4) : Voir par exemple Annexe D spectres V12, V20, V24. Après avoir étudié les fluctuations de température et la dépendance vis-à-vis de N des niveaux observés, ces deux interprétations seront à nouveau discutées.

C) NATURE DES FLUCTUATIONS DE TEMPERATURE

Les spectres de fluctuation de température sont calculés pour les mêmes 27 périodes que les spectres de vitesse et la figure 4.6 présente les spectres de température obtenus dans les mêmes couches que pour la figure 4.5. Les caractéristiques essentielles de ces 27 spectres sont reportées dans le tableau (IV.2).

Comportement haute fréquence

Mis à part la forte pente (basse fréquence) qui sera commentée plus loin, tous les spectres de température faiblement turbulents ou calmes présentent une partie haute fréquence traduisant essentiellement le bruit du capteur. On observe même sur les spectres 26 et surtout 21 la remontée caractéristique de la correction de constante de temps.

Ceci signifie que les fluctuations haute fréquence sont à un niveau trop faible pour pouvoir être détectées par cette expérience.

Les spectres associés à une forte turbulence (spectre 6 exclu) présentent quant à eux une pente -1 très claire. La pente $-5/3$ n'est visible de manière claire que sur la première partie du spectre 4. La partie centrale du spectre 2 peut également, à la limite, s'interpréter comme une pente $-5/3$.

Les spectres associés à une turbulence moyenne présentent parfois un domaine en $-5/3$ (spectres 16 et 17) ou bien, après une partie basse fréquence de forte pente (-3) ils présentent une pente beaucoup plus faible (-1 ou 0).

Ce comportement des spectres de température associés à des régions clairement turbulentes est similaire à la description donnée par Gargett (1985) : dans les couches fortement turbulentes, les spectres de température présentent une pente faible (-1 à $-1,5$) alors que pour les couches modérément turbulentes, un domaine en $-5/3$ apparaît. Ce comportement indique que la température ne peut pas être traitée comme un constituant passif quand le milieu est stratifié.

Comportement basse fréquence

Comme le montre le tableau IV-2, la plupart des spectres de température présentent dans leur partie basse fréquence un domaine très pentu. Cette forte pente, de l'ordre de -3 , est visible sur les spectres 21 et 26, sa croissance rapide vers les faibles k lui permet de dominer

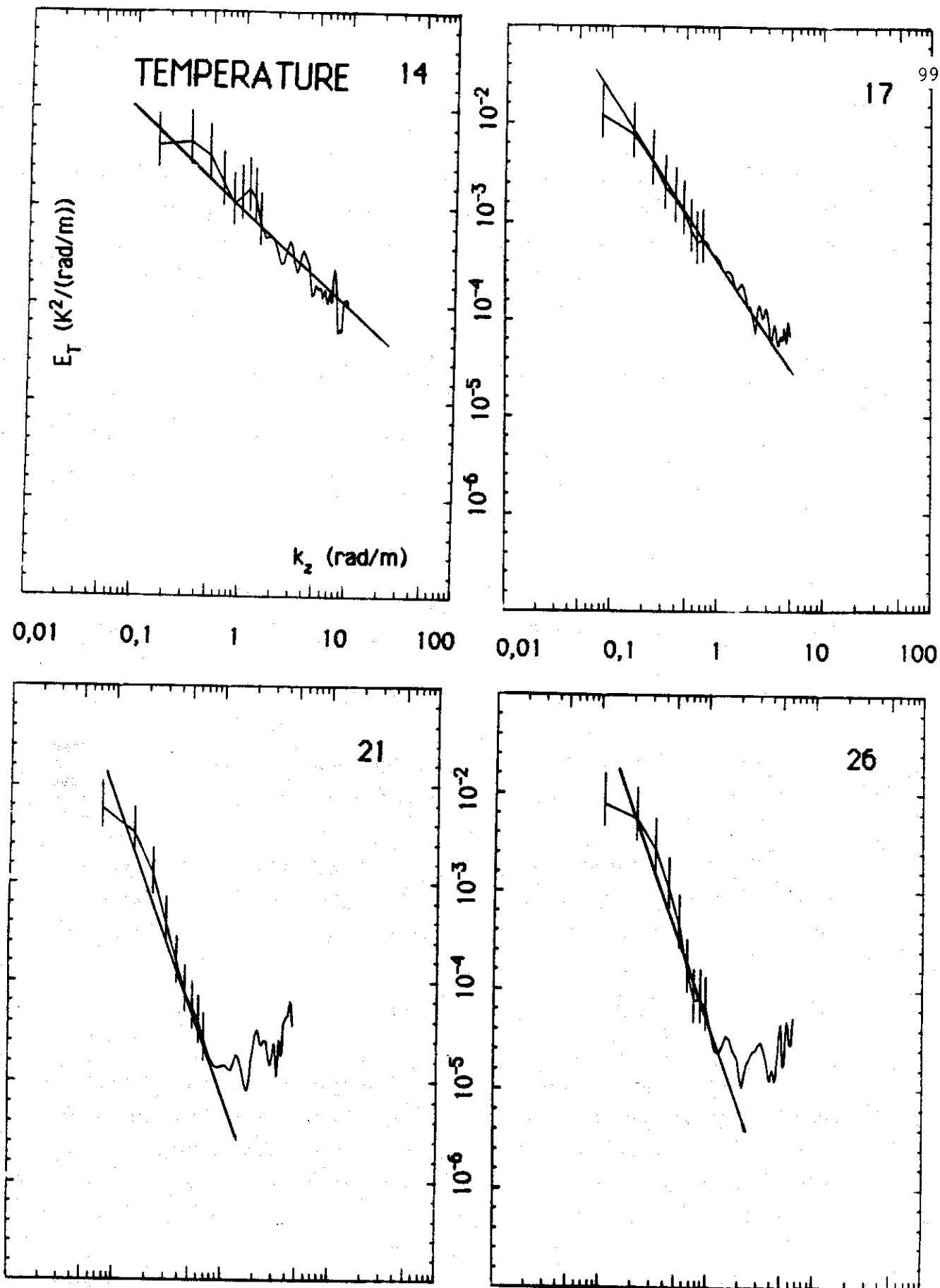


Figure 4.6 : 4 spectres de température correspondant aux régions étudiées pour la fig. 4.5. Le premier spectre (++) présente une pente -1. Le deuxième spectre (+) une pente -5/3. Le troisième et le quatrième spectres présentent une pente -3 compatible avec les interprétations ondulatoires et turbulentes (B.R.) les deux interprétations prédisent le même spectre de température (indiqué sur la figure).

les fluctuations de grandes échelles même dans des situations fortement turbulentes. Ce domaine en -3 est susceptible de deux interprétations : il peut traduire le comportement de la turbulence dans le B.R. ou représenter l'extension du domaine ondulatoire jusqu'à des échelles de l'ordre de 5 à 10 m.

Spectre de température dans le modèle ondulatoire

La méthode de calcul est identique à celle de la formule (IV.4) mais fait intervenir les relations A9 et A13. Le spectre de température prédit peut alors s'écrire :

$$(IV.5) \quad E_T^{(1)}(k_z) = 0,44 \frac{T^2}{g^2} N^4 k_z^{-3}$$

(ici également le coefficient numérique est donné pour la stratosphère).

Spectre de température dans le B.R.

La théorie de Lumley (1964) ne donne pas d'indications sur le spectre de température associé à la turbulence dans le B.R.

Un article récent de Weinstock (1985a) propose un spectre scalaire de fluctuations de densité (ou de température) dont les formes limites dans le domaine inertiel et le B.R. sont respectivement la formule (II.26) et

$$(IV.6) \quad \Phi_T = \frac{T^2}{g^2} N^4 k^{-3}$$

De même que la forme du spectre d'énergie cinétique (II.22), cette formule ignore un éventuel coefficient sans dimensions de l'ordre de l'unité. Ce spectre de fluctuations de température correspond, d'après Weinstock, à une cascade "inverse" (en direction des grandes échelles) de l'énergie potentielle. L'existence d'un tel flux inverse permet de mieux comprendre le devenir de l'énergie cinétique convertie sous forme potentielle dans le B.R. et correspond à l'action globale de la turbulence sur le profil moyen de température. Le spectre unidimensionnel associé à (IV.6) s'écrit :

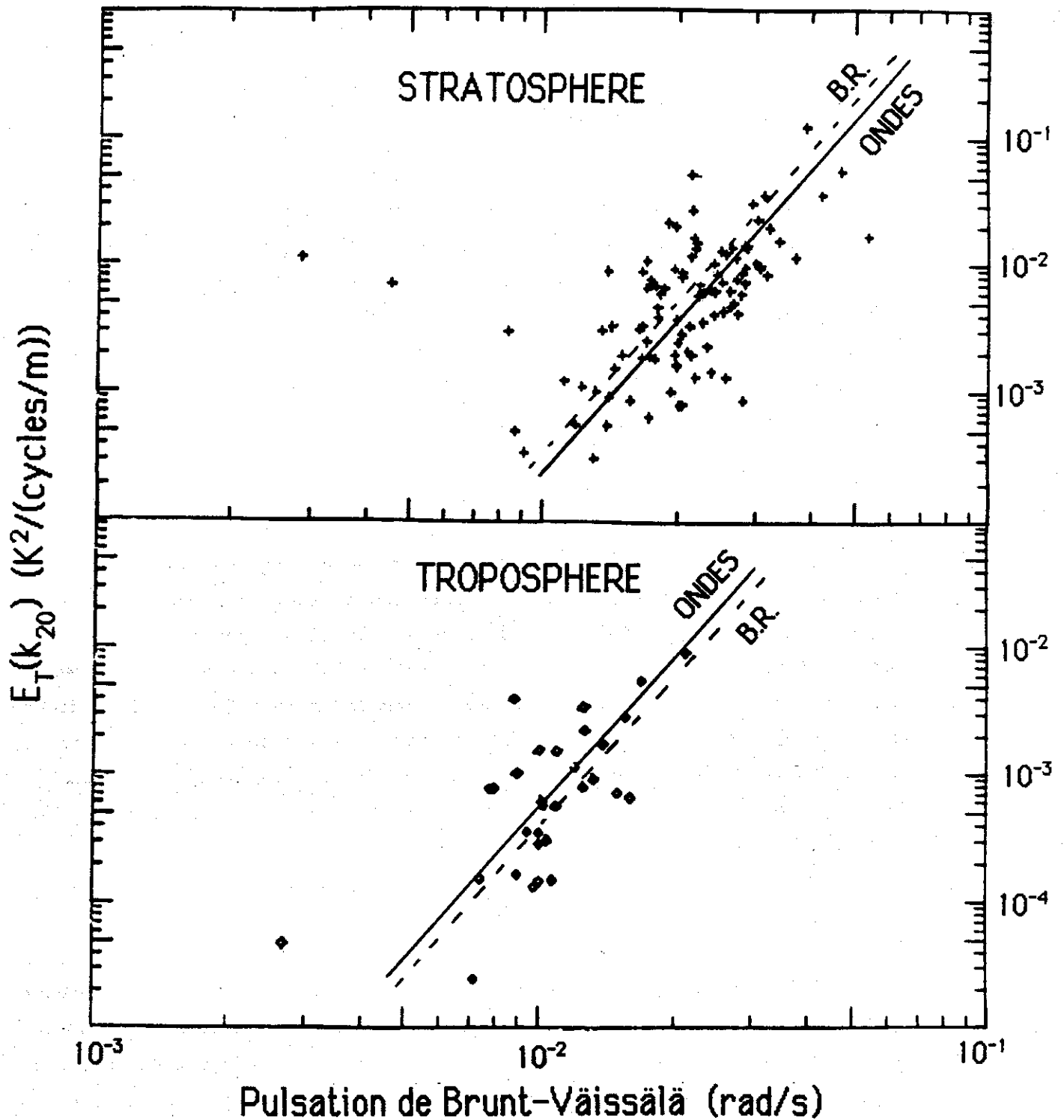


Figure 4.7 : Toutes les valeurs des spectres de température en $k_{20} = 2\pi/20\text{m}$ sont reportée en fonction de N pour des sections de données de 20 secondes. Les prédictions ondulatoires et turbulentes (B.R.) sont indiquées respectivement par un trait continu et un pointillé. Pour le modèle ondulatoire, la statistique des valeurs de N^2 a été prise en compte. Les deux interprétations prédisent la pente 4 observée et leurs niveaux sont très voisins.

$$(IV.7) \quad E_T^{(1)}(k_z) = \frac{1}{3} \frac{T^2}{g^2} N^4 k_z^{-3}$$

malgré les approches radicalement différentes, cette forme du spectre de température est identique (au coefficient numérique près) à la forme prédite par le modèle ondulatoire. En particulier, comme c'est déjà le cas pour le spectre de vitesse, elle est indépendante de ϵ_0 . Les valeurs prédites par les formules (IV.5) et (IV.7) diffèrent de moins de 30 % et peuvent en pratique être considérées comme identiques. Le niveau prédit a été réporté sur la figure 4.6 (spectres 21 et 26), l'accord avec les observations est très satisfaisant.

Dépendance vis-à-vis de la stabilité

La figure 4.7 présente en coordonnées log-log les valeurs des spectres de température pour k_{z0} en fonction de la valeur locale de N . A raison d'un spectre toutes les 20 secondes, la figure comporte 32 points troposphériques (indiqués par des losanges) et 102 points stratosphériques indiqués par des croix. Malgré la dispersion des points (de l'ordre d'une décade pour chaque valeur de N), la dépendance en N^4 apparaît clairement. Cette confirmation expérimentale ne permet pas, toutefois, de trancher entre les deux interprétations concernant la nature des fluctuations de température (reportées sur la figure).

Spectre stratosphérique global

Les spectres de vitesse dans le domaine basses fréquences présentent des niveaux variables et intermédiaires entre ceux des deux interprétations. Les fluctuations de température présentées sur les figures 4.6 et 4.7 ne permettent pas non plus de choisir. La figure 4.8 présente le spectre obtenu sur la totalité des données stratosphériques de température. La longueur des segments traités permet d'obtenir le spectre depuis des échelles de 240 m jusqu'au bruit

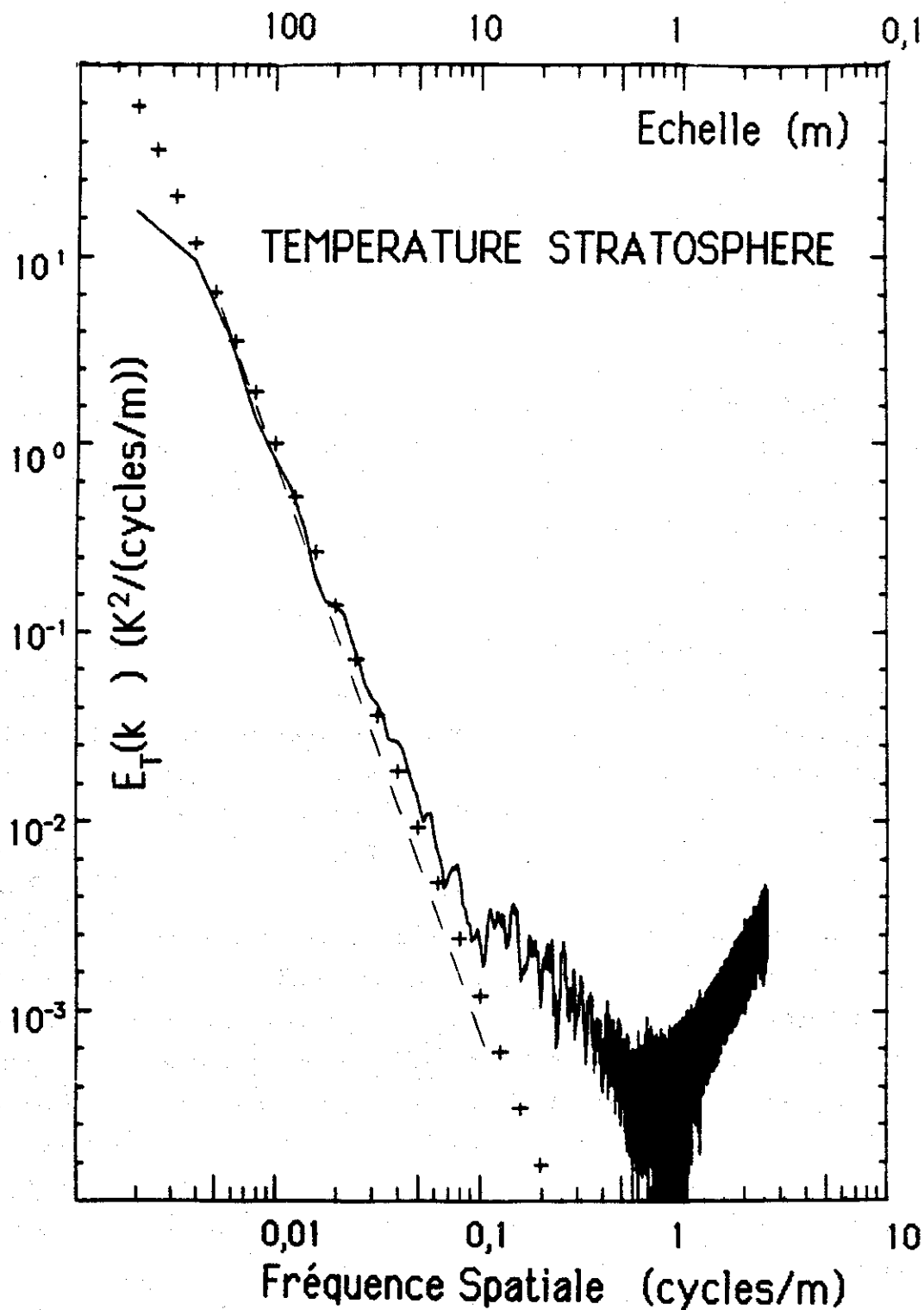


Figure 4.8 : Spectre de température obtenue sur la totalité des données stratosphériques (l'abscisse est graduée en cycles/m). Par ordre de nombre d'ondes croissant on observe une partie de pente -3 en excellent accord avec le modèle ondulatoire (croix) et le B.R. (tirets), une partie de pente -5/3 puis la croissance en +2 due au bruit après correction de la constante de temps

instrumental (contrairement aux spectres précédents, cette figure est graduée en cycles/m). Par ordre de nombre d'ondes croissant on voit le domaine très basse et basse fréquences spatiales qui montre que la pente -3 observée sur de nombreux spectres se retrouve sur celui-ci jusqu'aux plus grandes échelles verticales mesurées.

Entre 10 m et 2 m, un domaine de pente -5/3 traduit l'influence de la turbulence stratosphérique sur les spectres de température. Enfin vers les hautes fréquences, on observe la croissance caractéristique du bruit après correction de la constante de temps.

Avant de revenir sur la basse fréquence, il est intéressant de noter que le spectre stratosphérique de température présente un domaine en -5/3 (en dépit de la rareté d'un tel domaine sur les spectres locaux). Ce domaine est limité, vers les grandes échelles, à 10 m environ où l'augmentation de la pente marque clairement un changement des processus mis en oeuvre. A titre de comparaison, l'échelle associée à k_p pour la totalité de la stratosphère se situe à 18 m.

Superposé au domaine basse fréquence de ce spectre stratosphérique, est tracé le modèle ondulatoire proposé par Sidi et al. (1988) représenté par des croix. Ce modèle a été établi pour rendre compte des fluctuations des variables atmosphériques à des échelles supérieures ou de l'ordre de 100 m. Il est apparent sur la figure (4.8) que le spectre unidimensionnel déduit de ce modèle est en excellent accord avec les données pour toutes les échelles supérieures à 10 m environ (il faut préciser ici que ce modèle ne comporte aucun paramètre ajustable et donc que cet accord est valable aussi bien en "forme" qu'en niveau).

Les prédictions de ce modèle ondulatoire sont "indiscernables" du modèle turbulent du B.R. (représenté sur la figure 4.8 par des pointillés) entre 10 et 200 m. L'identité des prédictions suggère une transition continue entre les deux processus dans cette gamme d'échelles "intermédiaires".

Ajustement à la valeur locale de N (pour le modèle ondulatoire)

L'excellent accord obtenu sur toute la stratosphère cache en réalité une grande diversité de situations locales et on peut se demander jusqu'à quelles échelles spatiales l'ajustement du niveau des fluctuations de température à la valeur locale de N est vérifié. Les valeurs du spectre reportées sur la figure 4.7 sont obtenues sur des sections de données de 20 secondes, les valeurs locales de N^2 sont également calculées sur cette durée et la figure 4.7 montre que l'on peut écrire :

$$(IV.8) \quad E_i = \beta (N_i^2)^2$$

pour chaque segment (en ignorant la dispersion).

Parallèlement l'accord obtenu entre le modèle et les mesures (fig. 4.8) sur toute la stratosphère permet d'écrire :

$$(IV.9) \quad \bar{E} = \alpha (\bar{N^2})^2 \quad (\text{en } k_{20})$$

où les valeurs moyennes (indiquées par des barres) sont données par

$$(IV.10) \quad \bar{E} = \langle E_i \rangle \quad (\bar{N^2}) = \langle N_i^2 \rangle$$

où les crochets indiquent une moyenne sur toutes les valeurs locales. Ces équations conduisent à :

$$(IV.11) \quad E_i = \alpha (N_i^2)^2 \times \frac{\langle N_i^2 \rangle^2}{\langle N_i^4 \rangle}$$

Les valeurs locales du spectre doivent donc s'ajuster à la valeur locale de N mais le coefficient de proportionnalité dépend de la répartition statistique des valeurs de N^2 à l'échelle considérée. La variance

normalisée de N^2 : $\left[\frac{\langle N^4 \rangle - \langle N^2 \rangle^2}{\langle N^2 \rangle^2} \right]$ a été calculée à partir du modèle ondulatoire en intégrant sur toutes les échelles supérieures à celle observée (100 m dans la troposphère et 60 m dans la stratosphère). Les valeurs trouvées sont respectivement 3,42 et 0,78. Le modèle ondulatoire pour k_{20} a donc été reporté sur la figure 4.7 en trait continu en tenant compte de cette atténuation (1/4,42 tropo et 1/1,78 strato). Le bon accord avec les mesures indique que l'adaptation aux valeurs locales de N se fait sur des échelles de l'ordre de 60 m. La dispersion observée (un facteur 3 de part et d'autre) peut même être considérée comme faible si l'on remarque que l'amplitude des fluctuations doit s'adapter à la valeur locale de N sur une distance correspondant à trois fois sa longueur d'onde verticale.

D) ANISOTROPIE DES FLUCTUATIONS

Les résultats présentés pour les fluctuations de température montrent que les deux théories disponibles prédisent dans la gamme d'échelles étudiées le même spectre d'énergie potentielle. Etant donné la nature très différente des mouvements supposés par les deux approches, la façon dont cette énergie potentielle sera convertie en énergie cinétique sera également très différente.

Pour la théorie turbulente (B.R.) les mouvements sont supposés isotropes et l'énergie cinétique est également répartie entre toutes les composantes de la vitesse.

Pour la théorie ondulatoire, les mouvements sont très anisotropes et l'énergie potentielle est convertie principalement en vitesse horizontale.

Par conséquent, les spectres de vitesse verticale sont très différents dans les deux interprétations (Voir IV.3 et IV.4). Il est possible de réaliser une figure analogue à 4.7 pour les fluctuations de vitesse verticale. Le résultat est reporté sur la figure 4.9 ainsi que les deux interprétations (ONDES et B.R.).

VITESSE VERTICALE

107

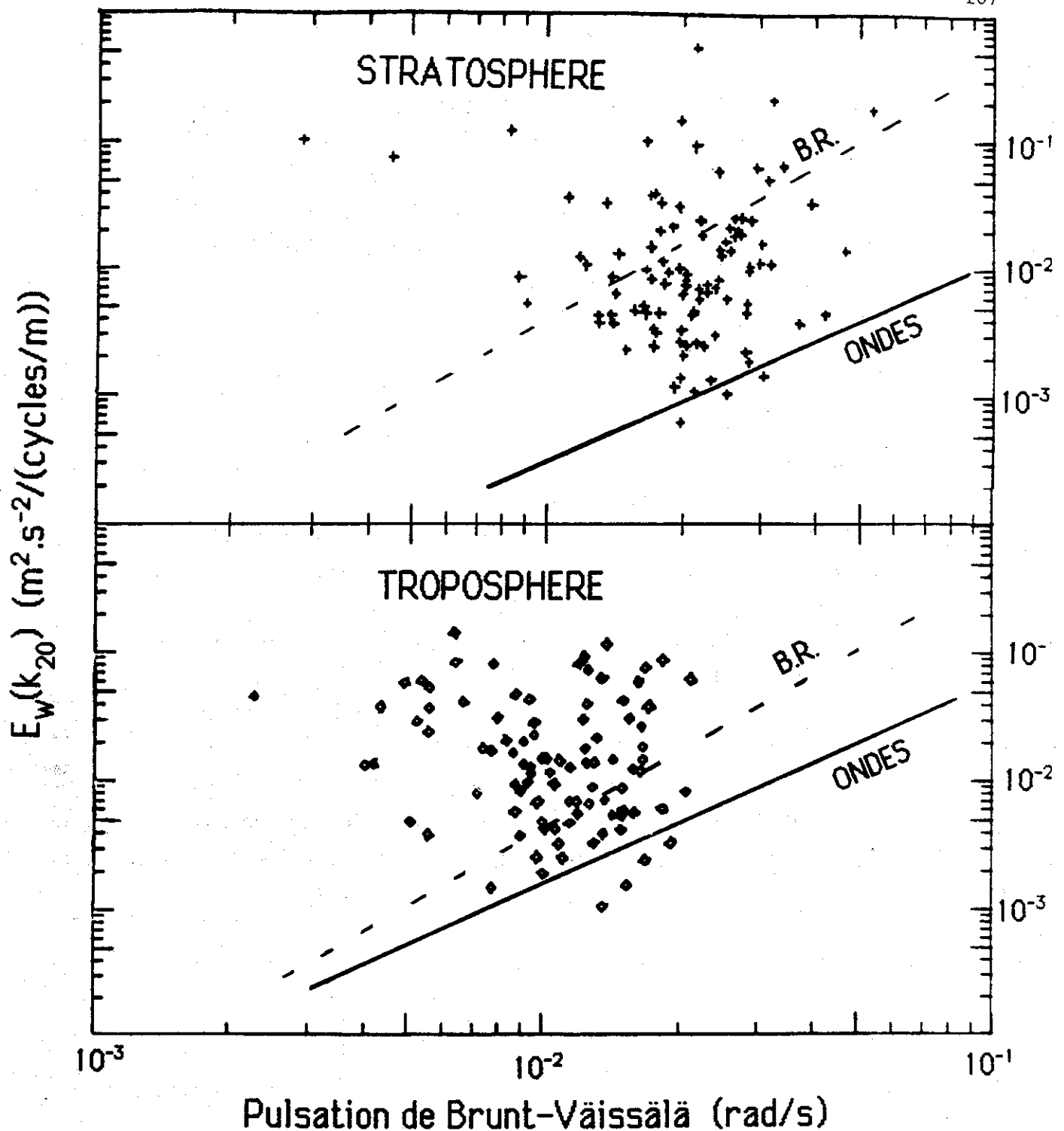


Figure 4.9 : Toutes les valeurs des spectres de vitesse verticale en $k_{20} = 2\pi/20\text{m}$ sont reportées en fonction de N pour des sections de données de 20 secondes. Les prédictions ondulatoires et turbulentes (B.R.) sont indiquées respectivement par un trait continu (pente 1,6) et un pointillé (pente 2). Les niveaux prédits sont ici très différents et les valeurs expérimentales sont dispersées entre les deux modèles. Les valeurs les plus élevées traduisent l'influence d'un domaine turbulent de faible pente aux échelles de 20 m.

Dans la troposphère, le nombre de points (des losanges) est beaucoup plus important que sur la figure 4.7 car l'anémomètre fonctionne depuis le sol. La plupart de ces points se trouvent très au dessus des deux interprétations proposées : ceci est normal car les valeurs de k_p dans la troposphère correspondent fréquemment à des échelles supérieures à 20 m (nos mesures indiquent une valeur typique de 80 m). Ces fluctuations intenses relèvent donc du domaine inertiel isotrope de la turbulence.

Dans la stratosphère, par contre, la majorité des points se situe entre les niveaux prédits par les deux interprétations. Ici encore, les points situés au dessus du B.R. peuvent s'expliquer dans le cadre de la turbulence inertielle. Il apparaît donc que les niveaux des fluctuations, au lieu de favoriser l'une ou l'autre des interprétations, indiquent une anisotropie réelle se situant entre les deux cas limites proposés.

Pour l'ensemble des mesures, les niveaux observés ne descendent jamais significativement en dessous du niveau des ondes. Ceci suggère que celles-ci représentent les fluctuations les plus anisotropes qui puissent être observées dans l'atmosphère.

De manière quantitative, en choisissant un seuil visuel sur la variance haute fréquence pour séparer les couches "agitées" des calmes, il est possible de construire le tableau ci-dessous :

	TOTAL	> B.R.	< B.R.
STRATO	38 %	57 %	31 %
TROPO	54 %	67 %	17 %

Celui-ci indique, pour chaque catégorie de points, la fraction considérée comme "agitée". On constate, conformément à la figure 4.1, que la proportion de couches agitées est supérieure dans la troposphère, et que la plupart des points situés au-dessus de la prédiction du B.R. sont "agités" alors que la réciproque est vraie pour ceux situés en-dessous.

E) RESUME

Dans le domaine hautes fréquences spatiales (échelles inférieures à quelques mètres) le comportement des fluctuations atmosphériques est essentiellement celui de la turbulence.

Les spectres de vitesse dans les régions où les fluctuations sont intenses présentent une pente $-5/3$ sur plus d'une décade. Pour les fluctuations moins intenses, la pente spectrale montre une tendance nette à décroître (pente voisine de 1). Dans les régions les plus calmes, le bruit instrumental masque les fluctuations atmosphériques.

En l'absence de source d'énergie, le domaine inertiel des spectres turbulents se prolonge jusqu'à k_B . Certains spectres, dont la pente $-5/3$ se prolonge au delà de k_B suggèrent une compensation entre une source d'énergie et le travail effectué pour vaincre la stratification. Tous les spectres turbulents présentant un domaine inertiel ont un espace spectral $I = k_S/k_B$ supérieur à 500. Ces observations sont compatibles avec le schéma présenté par Gargett et al. (1984) pour l'interprétation de mesures obtenues dans l'océan. Elles confirment la nécessité d'un espace spectral suffisant pour voir se développer un domaine inertiel sur la turbulence.

Les spectres de température, dans leur domaine haute fréquence, ne présentent que rarement un domaine en $-5/3$. Ceux qui sont associés à de la turbulence intense présentent le plus souvent une pente -1 . On remarque la forte influence du gradient de température moyen sur le niveau des fluctuations (haute fréquence) : celui-ci descend sous le seuil de bruit instrumental dans les situations faiblement stratifiées (voir tableau IV-2). Dans les situations calmes ou de faible turbulence, la partie haute fréquence des spectres de température est dominée par le bruit instrumental. Ici également, les mesures sont compatibles avec celles de Gargett (1985) qui montrent que les spectres de température associés à une turbulence intense présentent une pente plus faible que $-5/3$ alors que ceux associés à une turbulence plus faible présentent fréquemment un domaine compatible avec la pente $-5/3$.

Dans le domaine basse fréquence, mis à part les spectres de vitesse associés à de la turbulence intense, la règle générale est l'observation d'une pente voisine de -3 aussi bien sur les spectres de vitesse que de température. Deux interprétations sont possibles pour rendre compte de cette observation.

L'interprétation ondulatoire (étendue vers les petites échelles) qui rend bien compte des spectres de température observés, aussi bien sur des sections de 20 secondes de données (fig. 4.7) que sur toute la stratosphère (fig. 4.8) mais qui sousestime fréquemment les fluctuations de vitesse verticale (fig. 4.9).

L'interprétation turbulente (étendue vers les grandes échelles) (Lumley 1964) qui reproduit assez correctement les fluctuations de température observées (fig. 4.7) mais qui tend à surestimer celles de vitesse (fig. 4.9).

F) CONCLUSION

Une interprétation cohérente des données présentées ici est donc la suivante : dans le domaine d'échelles de quelques dizaines de mètres, les fluctuations atmosphériques résultent d'un phénomène intermédiaire entre les ondes et la turbulence (modifiée par la stratification). Les fluctuations de température observées sont cohérentes avec les deux cas limites alors que les fluctuations de vitesse observées se situent à des niveaux intermédiaires entre ceux prévus par les deux modèles (fig. 4.9).

Les données présentées et l'état d'avancement des théories ne permettent pas encore de distinguer entre une simple superposition des deux types de fluctuations, une ségrégation spatiale, ou un modèle physique plus élaboré, d'anisotropie intermédiaire, adapté à la gamme d'échelles étudiées.

Nous reviendrons sur cette interprétation dans la discussion finale (Chapitre VI) après avoir obtenu la confirmation de l'existence d'un champ de fluctuations de température fortement anisotrope à des échelles aussi petites que 3 mètres (Chapitre V).

CHAPITRE V

MESURES RADAR - INTERPRETATION

Le but de ce chapitre est double. Dans un premier temps il montre comment la compréhension des processus physiques, acquise grâce aux mesures in situ (Chapitre IV), permet d'améliorer notre connaissance de la physique de la mesure des radars S.T. Dans un deuxième temps, les mesures de ce radar sont interprétées dans ce nouveau cadre théorique dans le but d'affiner notre compréhension de la physique du milieu étudié.

Après une présentation rapide de l'instrument utilisé et des buts initiaux de la campagne de comparaison, le fonctionnement des radars S.T. est exposé tel qu'il est compris à l'heure actuelle. Les différentes formules utilisées par la suite sont rappelées ou rapidement redémontrées.

Ensuite, l'hypothèse de la sensibilité du radar au champ d'ondes de gravité est introduite en tant que modèle calculable d'un champ très anisotrope, et ses conséquences sont déduites aussi bien en visée verticale qu'oblique. La comparaison avec les mesures permet d'une part, la confirmation (au moins partielle) de ces conséquences, elle permet d'autre part d'orienter la discussion concernant l'anisotropie des fluctuations observées dans le but d'expliquer les désaccords constatés.

A) INSTRUMENT UTILISE

Le vol du ballon instrumenté a eu lieu dans le cadre de la campagne météorologique "LANDES-FRONTES 84". Cette campagne mettait en oeuvre plusieurs instruments d'étude de l'atmosphère dont un radar stratosphère - troposphère (Radar S.T.) du Laboratoire de Sondage Electromagnétique de l'Environnement Terrestre (L.S.E.E.T.). Il s'agit d'un radar V.H.F. installé à Termes d'Armagnac (la position du radar est indiquée sur la figure 3.3), ses coordonnées géographiques étaient :

(V.1.) $\left\{ \begin{array}{l} \text{Longitude } 0^{\circ} 0' 52'' \text{ Ouest} \\ \text{Latitude } 43^{\circ} 39' 35'' \text{ Nord} \\ \text{Altitude } 116 \text{ m} \end{array} \right.$

Ses principales caractéristiques sont résumées ci-dessous :

$\left\{ \begin{array}{l} \text{Fréquence : } 47,78 \text{ MHz} \\ \text{Longueur d'onde : } \lambda = 6,28 \text{ m} \\ \text{Puissance crête émise : } \alpha P = 15 \text{ kW} \end{array} \right.$

L'antenne est un réseau rectangulaire de 416 dipôles parallèles (il s'agit d'une antenne dite CO-CO : colinéaire-coaxiale) situés à une hauteur $h = \lambda/4 = 1,57 \text{ m}$ du sol, considéré comme un réflecteur parfait. Chaque dipôle a une longueur de $\lambda/3$. Ils sont disposés en 16 rangées de 26 dipôles. Les rangées sont espacées de $\lambda/2$ et sont alignées suivant un axe Nord-Sud. La surface totale de l'antenne est donc de $54,4 \text{ m} \times 47,1 \text{ m} \approx 2563 \text{ m}^2$. L'orientation du lobe du radar se fait en contrôlant les phases relatives des dipôles à l'émission et à la réception. Deux modes de fonctionnement ont été employés : une visée verticale dans laquelle tous les dipôles sont en phase, et une visée oblique dans laquelle chaque rangée est déphasée de $\pi/8$ par rapport à sa voisine. L'angle entre le faisceau et la verticale vérifie : $\sin(\alpha) = (\pi/8) / (\pi/2) = 0,25$ soit $\alpha = 14,48^{\circ}$. Par la suite nous parlerons de visée à 15° de la verticale (vers l'Ouest). La forme du lobe radar est déterminée par la diffraction dans la direction Nord-Sud et par l'interférence entre les rangées de dipôles dans la direction Est-Ouest : l'ouverture angulaire du faisceau émis est approximativement $6,6^{\circ} \times 7,6^{\circ}$. Le radar permet d'obtenir des profils de vitesse radiale et de réflectivité jusqu'à 20 km d'altitude environ. Les résolutions radiales utilisées (la longueur efficace du pulse radar) étaient 300 m, 750 m ou 2400 m, l'obtention d'un profil dure approximativement une minute.

B) BUT DE LA CAMPAGNE

A l'origine, la série de mesures simultanées obtenues par le ballon instrumenté et par le radar S.T. à proximité de sa trajectoire, étaient destinées à améliorer la compréhension de la physique de la mesure des radars S.T. En effet, le mécanisme détaillé d'obtention des échos en ciel clair par les radars atmosphériques V.H.F. n'est pas clairement compris à l'heure actuelle et aucune campagne de comparaison directe entre des mesures à distance et des mesures in situ suffisamment précises n'avait pu être réalisée. Cette absence de comparaison provient de la difficulté d'obtenir des mesures précises in situ des fluctuations de vitesse et de température avec une résolution suffisante. Cette première comparaison directe confirme d'une manière générale la théorie actuellement employée pour rendre compte des échos radar en visée oblique tout en montrant la nécessité de décrire de manière plus précise l'inhomogénéité du milieu à l'intérieur du volume diffusant (structure en couches). Elle a surtout permis de révéler l'importance de la stratification et de l'anisotropie pour la compréhension des échos obtenus à la verticale. Cette comparaison suggère également que les formules usuellement employées en visée oblique, en ignorant l'anisotropie des fluctuations observées, conduisent à une surestimation notable des réflectivités radar.

C) PRINCIPE DE L'INSTRUMENT

Fonctionnement en radar Doppler :

Une impulsion est émise avec une fréquence ν . Si une cible se situe à la distance radiale r et possède une vitesse radiale $v = dr/dt$, elle réfléchira vers le radar une onde de fréquence $\nu(1 - 2v/c)$. A la réception, cette onde réfléchie est mélangée avec deux signaux de fréquence ν (en phase et en quadrature avec l'onde émise) puis la partie basse fréquence du résultat est extraite par un filtrage passe-bas. Cette détection synchrone produit deux signaux de fréquence $2\nu v/c$ qui, après échantillonnage constituent une série complexe (partie réelle, partie imaginaire).

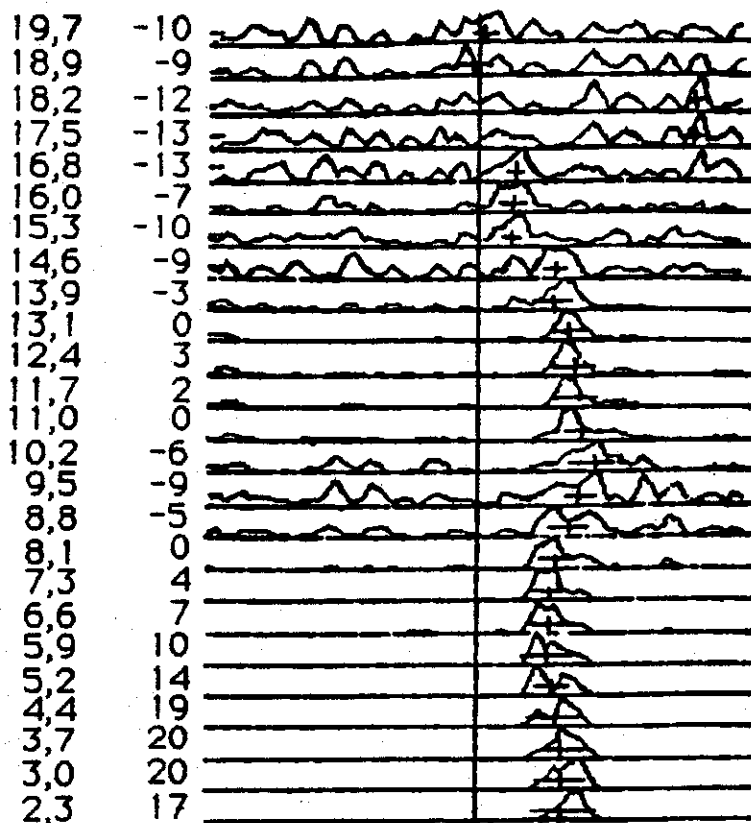
Le module au carré de la transformée de Fourier de cette série (le spectre Doppler), calculé en temps réel par l'ordinateur associé au radar, présente un pic à la fréquence $- 2v/c$. Cette fréquence permet de mesurer v et la surface du pic permet de mesurer la réflectivité radar de la cible. Dans le cas des radars S.T., les cibles sont des fluctuations de l'indice de réfraction radio de l'atmosphère associées aux fluctuations de densité du milieu. Ces fluctuations sont entraînées par le mouvement moyen du milieu, mais elles présentent également un mouvement propre.

Le spectre Doppler obtenu représente alors la fonction de distribution des vitesses radiales du milieu, pondérées par la réflectivité locale. Lors de la mesure, le radar est capable d'obtenir simultanément les spectres Doppler pour toute une série d'altitudes définies par l'intervalle de temps séparant l'émission du pulse de la numérisation du signal réfléchi. Un exemple d'une telle série de spectres est présenté sur la figure (5.1a). L'abscisse est graduée directement en vitesse radiale de $- 10$ à $+ 10$ m/s (vitesse positive = approche), 25 spectres ont été obtenus pour des altitudes variant de 2,3 à 19,7 km, sur la plupart d'entre eux, on distingue un maximum net correspondant à la vitesse d'ensemble du milieu.

Cette mesure correspond à une visée oblique et les vitesses moyennes observées sont essentiellement la projection sur la ligne de visée de la vitesse horizontale du milieu.

Le profil ainsi obtenu peut être comparé à ceux de la figure (3.4) obtenus par des radio-sondes lancées depuis Duhort (voir fig. 3.3) en tenant compte de la projection sur la direction Est-Ouest, du facteur $1/4 = \sin(15^\circ)$ à appliquer aux vitesses et du volume de diffusion important utilisé par cette mesure (figure 5.1b).

La largeur de chaque maximum est une mesure de la dispersion des vitesses radiales à chaque altitude. Cette dispersion a plusieurs causes : certaines peuvent être instrumentales (élargissement dû à l'ouverture du lobe) d'autres dues à la structure du milieu : élargissement dû à un gradient de vent, aux mouvements turbulents ou convectifs. Certains spectres (celui à 5,2 km par exemple) présentent un maximum dédoublé, indiquant probablement la présence de deux couches de vitesse différentes à l'intérieur du volume de diffusion.



Radio Sondage 16H50

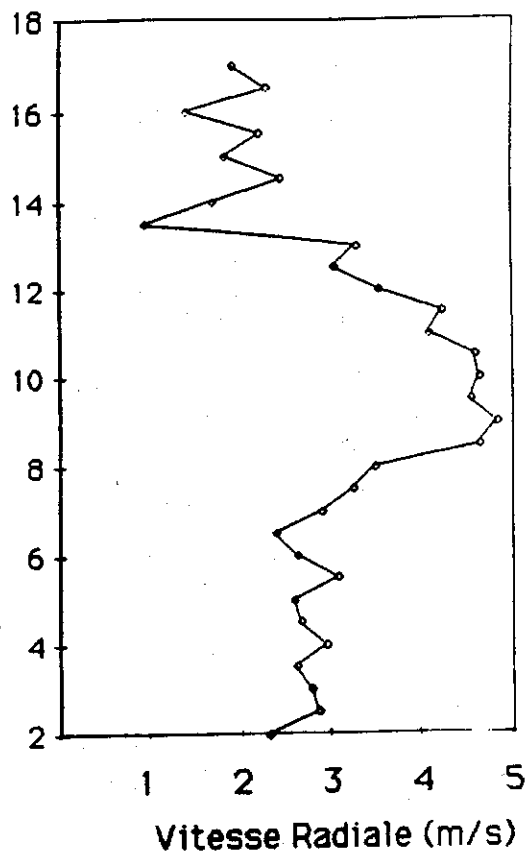


Figure 5.1 : a) Spectres Doppler obtenus par le radar en visée oblique à 17h28 TU. 25 spectres ont été obtenus simultanément dans des "portes" espacées de 750 m. L'abscisse est graduée directement en vitesse radiale. La résolution utilisée était de 2 400 m. Les deux colonnes de gauche indiquent respectivement l'altitude du centre de la porte (en km) et le rapport signal/bruit mesuré, exprimé en décibels.

b) Le profil de vitesse mesuré peut être comparé au profil de vent déduit du radiosondage de 16h50 par projection sur la direction de visée radar (15° de la verticale, direction OUEST).

Rapport signal sur bruit. Intégration cohérente

La géométrie de la mesure conduit à une diminution rapide ($1/r^2$) du signal rétrodiffusé en fonction de la distance radiale. Pour les radars V.H.F., le bruit radio est essentiellement un bruit thermique d'origine galactique auquel s'ajoute une composante due au récepteur (antenne, électronique). Le niveau de ce bruit peut varier légèrement en fonction de la direction pointée par le radar (voie lactée). Dans la bande de fréquences utilisées, ce bruit peut être considéré comme blanc. Le rapport entre la puissance du signal et celle du bruit, exprimé en décibels, est indiqué à la gauche de chaque spectre. Ce rapport se dégrade avec l'altitude et le signal finit par être noyé dans le bruit. Dans certains cas, le bruit peut être confondu avec le signal et conduire à une estimation erronée de la vitesse du milieu et à une surestimation de sa réflectivité : un exemple d'une telle erreur est visible à 17,5 et 18,2 km sur la fig. (5.1).

De manière à améliorer le rapport signal sur bruit (S/B), on utilise la sommation cohérente des signaux avant d'en calculer le spectre : le bruit est totalement décorrélié d'une impulsion à la suivante alors que le temps de décorrélation du milieu est celui qu'il met pour parcourir une distance radiale de l'ordre de $\lambda/2$: ce temps, supérieur à 0,1 s permet de sommer plusieurs centaines de mesures avant de calculer le spectre. En sommant N mesures, le spectre du signal est multiplié par N^2 alors que celui du bruit n'est multiplié que par N : le rapport (S/B) est amélioré d'un facteur N par rapport à une impulsion unique.

Equation radar

Il s'agit ici de donner une version simplifiée de l'équation radar qui relie la réflectivité du milieu étudié au rapport signal sur bruit mesuré à une altitude donnée.

On considère une antenne de surface A émettant une impulsion rectangulaire de durée τ . La puissance électrique fournie à l'antenne est P mais l'efficacité α de l'antenne est inférieure à 1 ($\alpha \approx 0,7$) et la puissance rayonnée dans l'angle solide Ω (lobe de l'antenne) est $\alpha.P$. La puissance incidente par unité de surface à la distance r dans le lobe s'écrit alors :

$$(V.2) \quad P_{\text{incidente}} = \alpha.P / \Omega.r^2$$

Cette puissance n'est en fait pas homogène à l'intérieur du lobe et il s'agit ici d'une valeur moyenne. Le milieu "éclairé" est caractérisé par une section efficace intégrée η , appelée réflectivité radar qui relie la puissance diffusée dans toutes les directions à la puissance incidente et au volume éclairé v . Par définition de la réflectivité :

$$(V.3) \quad P_{\text{diffusé}} = P_{\text{incidente}} \cdot \eta.V = \frac{\alpha P}{\Omega r^2} \eta V$$

La section efficace par unité de volume η a la dimension de l'inverse d'une longueur. Le volume V à considérer est délimité par le lobe du radar et par la résolution longitudinale utilisée $R = c.r/2$ où c est la vitesse de la lumière (l'explication du facteur 2 est donnée plus loin). Il s'écrit donc :

$$(V.4) \quad V = \Omega.r^2.R$$

Ce qui conduit à simplifier (V.3) en

$$(V.5) \quad P_{\text{diffusée}} = \alpha.P.\eta.R$$

en supposant maintenant que la diffusion à l'intérieur du volume V est isotrope, il est possible d'écrire la puissance qui revient sur l'antenne sous la forme :

$$(V.6) \quad P_{\text{retour}} = P_{\text{diffusée}} \frac{A}{4\pi r^2}$$

Il faut tout de suite préciser que l'hypothèse d'isotropie de la diffusion n'est généralement pas vérifiée, même quand les propriétés du milieu sont isotropes : nous verrons par la suite que cette hypothèse n'est pas essentielle en réalité.

L'efficacité de l'antenne pour la réception est identique à celle pour l'émission et la puissance du signal s'écrit :

$$(V.7) \quad P_s = \alpha^2 P \eta R A / 4\pi r^2$$

dans le même temps, l'antenne reçoit du bruit thermique caractérisé par une température de bruit T_B . En tenant compte de l'efficacité de l'antenne et de la largeur de bande Δf du récepteur, la puissance du bruit peut s'écrire :

$$(V.8) \quad P_B = \alpha k_B \cdot T_B \cdot \Delta f$$

ou k_B est la constante de Boltzmann. La température à prendre en compte est la température de brillance du ciel radio dans la bande V.H.F. qui est de l'ordre de 10 000 K. La largeur de bande du récepteur est "adaptée" (voir le paragraphe suivant) à la longueur de l'impulsion utilisée, et leur produit est de l'ordre de 1. Ce qui permet d'écrire le rapport signal sur bruit pour une seule impulsion sous la forme $(S/B) = (P_s/P_B)$ en tenant compte de la sommation cohérente de N impulsions pour améliorer ce rapport on trouve l'équation radar :

$$(V.9) \quad \left(\frac{S}{B}\right) = \frac{\alpha P A}{2\pi c k_B T_B} \left(\frac{R}{r}\right)^2 N \eta$$

Dans cette formule, la surface d'antenne à utiliser n'est pas la surface géométrique mais une surface de "captation" ou surface efficace A_e plus petite que A et qui tient compte de la "porosité électromagnétique" de l'antenne.

Filtrage adapté

Pour une cible donnée qui va réfléchir l'impulsion incidente, la bande de fréquence associée au signal Δf_s est fonction de la longueur du pulse τ (l'élargissement Doppler est négligeable). Si la bande passante à la réception est très large par rapport à Δf_s , le radar recevra essentiellement du bruit. Réciproquement, si cette bande est étroite devant Δf_s , une

grande partie du signal est perdu, il convient donc de réaliser un compromis : c'est le but du filtrage adapté. Si le bruit peut être considéré comme blanc, il est possible de montrer que le filtre qui conduit au meilleur rapport (S/B) est caractérisé par une réponse impulsionnelle dont la forme est identique à celle du pulse émis (retourné dans le temps) : la bande passante de ce filtre est alors approximativement égale à $1/\tau$.

La figure (5.2) représente le diagramme temps-distance pour un radar dont le filtre serait parfaitement adapté à l'émission d'une impulsion rectangulaire entre 0 et τ . Le signal reçu à un instant quelconque provient d'une tranche de milieu d'épaisseur $R = c\tau/2$. Le signal numérisé à l'instant D, provient d'une tranche d'épaisseur $2R$ centrée autour de la distance $r_c = c/2 (D - \tau)$. La fonction de pondération ayant la forme d'un triangle de largeur à mi-hauteur = R . Dans la pratique, le calcul de la distance r_c doit prendre en compte divers retards dus à l'électronique et aux temps de propagation dans les câbles. Ces retards sont constants (pour un radar donné) et sont déterminés expérimentalement.

En pratique, le filtre n'est pas parfaitement adapté à la forme du pulse émis mais la fonction de pondération triangulaire constitue une excellente approximation : à titre d'exemple, la fig. (5.3) reproduit la fonction de pondération mesurée par Green et Gage (1985) pour le radar SUNSET ainsi que la fonction poids triangulaire utilisable pour l'approximer.

La réflectivité déduite de l'application de la formule (V.9) est donc la réflectivité moyenne du milieu autour de la distance r_c , les réflectivités réelles étant pondérées par la fonction triangulaire dans la direction radiale et par la forme du lobe latéralement.

Anisotropie de la diffusion

Lors de l'établissement de l'équation radar (V.9), la diffusion a été supposée isotrope pour simplifier les calculs, nous allons voir que cette hypothèse fautive n'est pas nécessaire.

Si une mesure radar conduit à la détermination d'une réflectivité "isotrope" η , cette mesure concerne en réalité la puissance rétrodiffusée par le milieu en direction de l'antenne. Elle correspond donc à une section efficace différentielle de rétrodiffusion par unité de volume :

$$(V.10) \quad \sigma_{\text{(rétrodiffusion)}} = \eta/4\pi$$

c'est cette section efficace qui sera reliée aux propriétés du milieu, mais les mesures radar sont traditionnellement exprimées sous forme de réflectivités.

Homogénéité du milieu diffusant

La section efficace ne peut être reliée aux propriétés du milieu que si celui-ci est homogène. Il est clair que dans la réalité cette hypothèse n'est pas vérifiée non plus (Sato et Woodman 1982, Woodman et Rastogi 1984). On calcule donc une section efficace moyenne qui doit théoriquement prendre en compte la répartition spatiale et les propriétés angulaires des sections efficaces locales.

Section efficace de rétrodiffusion

Ce problème mérite une attention particulière, et a fait l'objet de nombreuses discussions.

Dans son livre : "Wave propagation in a turbulent medium" (1961), Tatarski traite le problème de la propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu matériel dont l'indice de réfraction est soumis à des fluctuations aléatoires. La formule 4.19 de ce livre permet d'exprimer la section efficace différentielle de rétrodiffusion par unité de volume sous la forme :

$$(V.11) \quad \sigma_{\text{(rétrodiffusion)}} = 2 \pi k_0^4 \Phi_n (2 \vec{k}_0)$$

dans cette formule, le vecteur \vec{k}_0 est le vecteur d'onde associé à l'onde électromagnétique émise par le radar : $k_0 = 2 \pi / \lambda_{\text{radar}}$ et Φ_n est le spectre tridimensionnel des fluctuations de l'indice de réfraction dans le volume de diffusion. Cette formule a été démontrée à l'origine dans le cas

où les dimensions du volume qui contient les fluctuations d'indice sont petites devant le rayon de la zone de Fresnel associé à l'onde radar :

$r_f = \sqrt{\lambda \cdot r / 2}$. Par la suite, Tatarski (1971) a montré que la relation (V.11) pouvait être utilisée dans le cas plus général où la distance de corrélation des fluctuations d'indice est petite devant r_f . Le volume qui contient les fluctuations d'indice est alors quelconque et le spectre Φ_n doit être calculé dans le volume diffusant. Ces résultats reposent sur un développement au premier ordre du vecteur position à l'intérieur du volume diffusant. Récemment, Doviak et Zrnic (1984) ont étendu ce résultat en poussant le développement au deuxième ordre ce qui revient à prendre en compte la sphéricité des ondes radar. La formule (V.11) est encore applicable mais le spectre Φ_n doit être convolué par une "fonction d'échantillonnage spectral", Φ_w qui traduit dans l'espace spectral la pondération spatiale associée à la mesure radar. Dans le cas du champ lointain, la fonction Φ_w peut s'exprimer approximativement comme le produit de deux gaussiennes : une longitudinale et une latérale. Les écarts types associés dans l'espace spectral s'écrivent :

$$\sigma_{k_l} \text{ (longitudinal) } = 1,43 / R$$

$$\sigma_{k_t} \text{ (transversal) } = 4,80 / D$$

où R et D sont respectivement la résolution radiale et le diamètre de l'antenne. Dans cette formulation, le volume spectral sur lequel le spectre Φ_n doit être moyenné, est indépendant de la distance r . Cette notion de valeur moyenne du spectre, déjà présente dans le livre de Tatarski, prend ici une signification mathématique précise tout en élargissant les conditions d'application de la formule (V.11).

Dans le cas du radar utilisé : $2 \times k_0 \approx 2,0 \text{ rad/m}$, la plus petite résolution utilisée $R = 300 \text{ m}$ conduit à $\sigma_{k_l} = 4,8 \times 10^{-3} \text{ rad/m}$ soit une variation de 0,2 % par rapport à $2k_0$. Le diamètre de l'antenne peut être pris : $D \approx 50 \text{ m}$ conduisant à $\sigma_{k_t} = 0,10 \text{ rad/m}$ (= 5 % de $2k_0$).

Par conséquent, l'erreur commise en n'effectuant pas la pondération longitudinale sera négligeable, alors que la pondération latérale due au lobe du radar doit être prise en compte dans le cas de spectres fortement anisotropes : elle correspond à un cône de demi-angle au sommet = $2,75^\circ$.

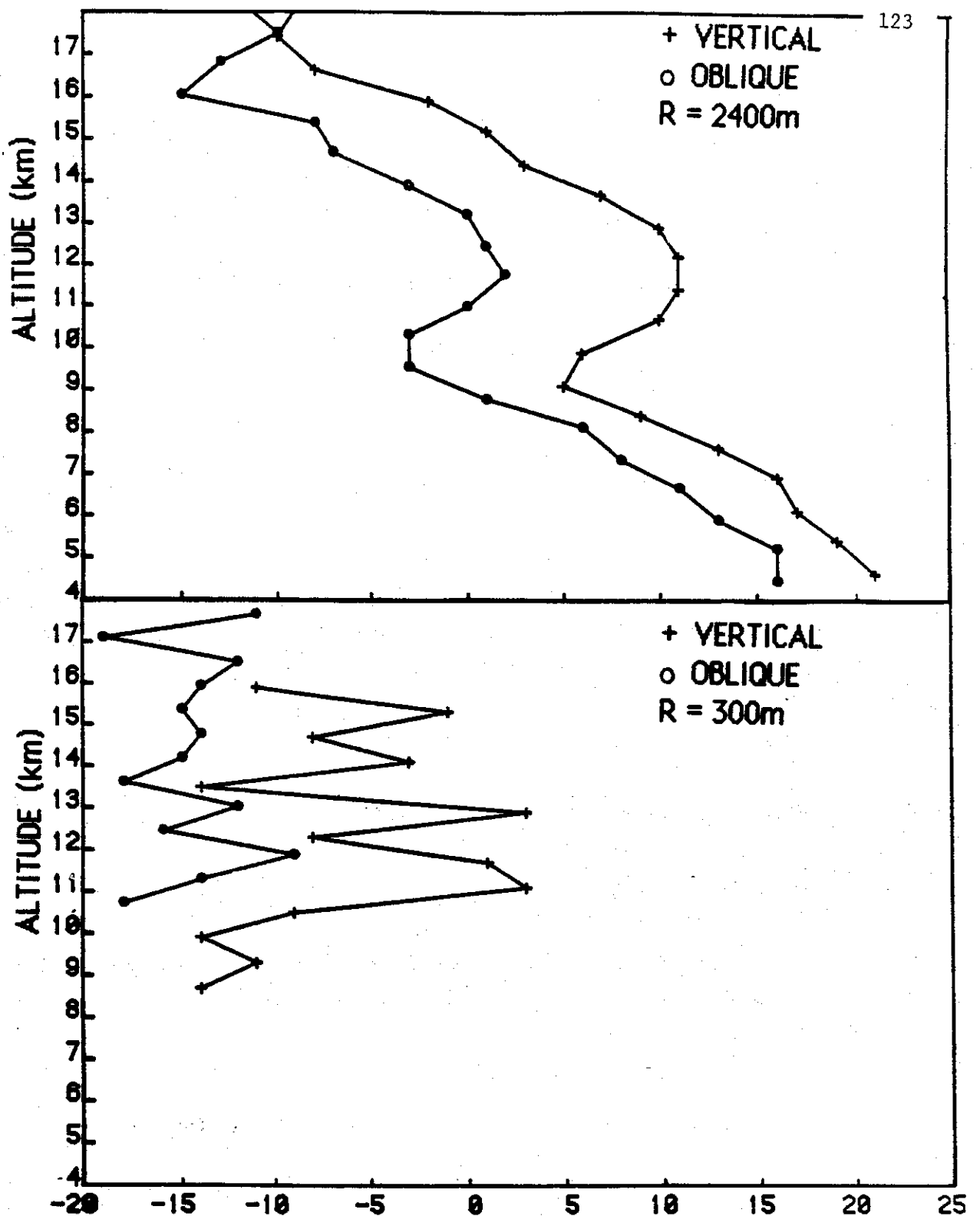


Figure 5.4 : Profils de signal/bruit obtenus à la verticale et en oblique. Dans la stratosphère, le signal obtenu à la verticale est supérieur à celui obtenu à l'oblique d'un facteur 10 environ. Noter le parallélisme général des profils aussi bien pour une résolution de 2 400 m (en haut) que de 300 m (en bas). La dynamique du signal est plus forte à la verticale qu'en oblique.

D) NATURE DES FLUCTUATIONS OBSERVEES PAR LE RADAR

En combinant les formules (V.9) à (V.11) on peut écrire

$$(V.12) \quad \left(\frac{S}{B} \right) = \frac{4\pi \alpha P A_e N}{c k_B T_B} k_o^4 \left(\frac{R}{r} \right)^2 \Phi_n (2\bar{k}_o)$$

Cette formule montre que le radar donne accès à une mesure du spectre des fluctuations d'indice. Dans l'atmosphère neutre (pas de charges libres) et sèche (humidité négligeable) comme c'est le cas dans la basse stratosphère, les fluctuations d'indice de réfraction sont proportionnelles aux fluctuations de densité. L'indice radio peut s'écrire (Tatarski, 1961 ; Gage et Balsley 1980).

$$(V.13) \quad n = 1 + 7,76 \times 10^{-7} p/T$$

soit en posant $Q = 7,76 \times 10^{-7} \times R/M = 2,23 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{kg}$

$$(V.14) \quad n = 1 + Q\rho \quad (\text{ou } \rho \text{ est la densité de l'air en kg.m}^{-3})$$

L'atmosphère étant en équilibre hydrostatique, seules les fluctuations de températures vont contribuer aux fluctuations d'indice :

$$(V.15) \quad \Phi_n = (Q \cdot \rho/T)^2 \Phi_T$$

Les formules (V.12) et (V.15) établissent que le radar est sensible à la valeur du spectre tridimensionnel des fluctuations de température autour de $2\bar{k}_o$.

La différence importante entre les mesures obtenues en visée oblique et en visée verticale (voir fig. 5.4) avait conduit à proposer des formules spécifiques pour les mesures verticales qui supposaient une stratification horizontale du milieu. La formulation proposée par Doviak et Zrnic tient compte d'une éventuelle anisotropie des structures diffusantes, et s'applique aussi bien à la verticale qu'à l'oblique.

La variation rapide de l'intensité des échos reçus en fonction de la direction de visée ("Aspect Sensitivity" en anglais) indique que le spectre de température auquel le radar est sensible est fortement anisotrope. Dans la mesure où l'on ne dispose d'aucune théorie anisotrope de la turbulence, il est intéressant de faire l'hypothèse de la sensibilité du radar au spectre ondulatoire (voir annexes A et B) pour lequel on dispose d'une modélisation détaillée (et très anisotrope) du spectre de température. Ceci constitue une hypothèse maximale et permet de tester l'effet d'une forte anisotropie du spectre de température.

Sensibilité du radar au spectre des ondes

Le spectre tridimensionnel des fluctuations de température associé aux mouvements ondulatoires (annexe B) est très anisotrope. La valeur à utiliser dans les formules (V.12) et (V.15) est la moyenne de ce spectre, pondéré par le lobe du radar. Ce spectre étant séparable en une partie angulaire et une partie radiale (formule B.13). La moyenne peut être calculée sur la partie angulaire seule : pour conduire à une partie angulaire pondérée :

$$(V.16) \quad A' = \iint L^2 \cdot A \cdot d\Omega / \iint L^2 \cdot d\Omega$$

A est la partie angulaire donnée par (B.13) et L est la fonction qui définit le lobe du radar. Elle apparaît élevée au carré pour tenir compte de l'aller et du retour.

Le lobe du radar est le produit de deux fonctions angulaires :

$$(V.17) \quad L(\alpha, \beta) = F(\alpha) \cdot G(\beta)$$

Les angles α et β , comptés depuis la verticale, repèrent les projections de la direction $d\Omega$ dans les plans Est-Ouest et Nord-Sud respectivement. On peut utiliser la théorie de la diffraction pour déterminer G :

$$(V.18) \quad G(\beta) = (\sin \varphi / \varphi)^2 \quad \text{avec } \varphi = \pi \times 26/3 \sin(\beta)$$

La fonction F est donnée par la théorie des réseaux :

$$(V.19) \quad F(\alpha) = \left[\frac{\sin (16. \Psi/2)}{16 \sin (\Psi/2)} \right]^2 \quad \text{avec } \Psi = \pi \sin (\alpha) + \delta$$

ou δ est le déphasage entre les rangées successives (0 ou $\pi/4$).

L'angle solide $d\Omega$ dans ce système de coordonnées s'écrit :

$$(V.20) \quad d\Omega = \frac{(1 + \operatorname{tg}^2 \alpha)(1 + \operatorname{tg}^2 \beta)}{(1 + \operatorname{tg}^2 \alpha + \operatorname{tg}^2 \beta)^{3/2}} \cdot d\alpha \cdot d\beta$$

enfin l'angle θ utilisé dans la partie angulaire du spectre vérifie :

$$(V.21) \quad \operatorname{tg}^2 \theta = \operatorname{tg}^2 \alpha + \operatorname{tg}^2 \beta$$

du fait de la complexité des formules (V.17) à (V.21),

Les intégrales de la formule (V.16) doivent être calculées numériquement.

La deuxième intégrale représente l'angle solide équivalent au lobe du radar, sa valeur est de $6,41.10^{-3}$ stéradian à la verticale et de $6,39.10^{-3}$ sr à l'oblique. Il correspond à l'angle solide délimité par un cône de demi angle au sommet γ qui vérifie

$$(V.22) \quad 2 \pi (1 - \cos \gamma) = 6,40 \times 10^{-3} \text{ soit } \gamma = 2,6^\circ$$

cette valeur est en excellent accord avec l'angle de $2,75^\circ$ résultant des formules de Doviak et Zrnic.

Paramétrisation de la partie angulaire

La première intégrale dépend du paramètre $d = (N/f)$ par l'intermédiaire de la fonction A. Il est possible de calculer cette intégrale pour une gamme réaliste de valeurs de d. La figure (5.5) montre que les

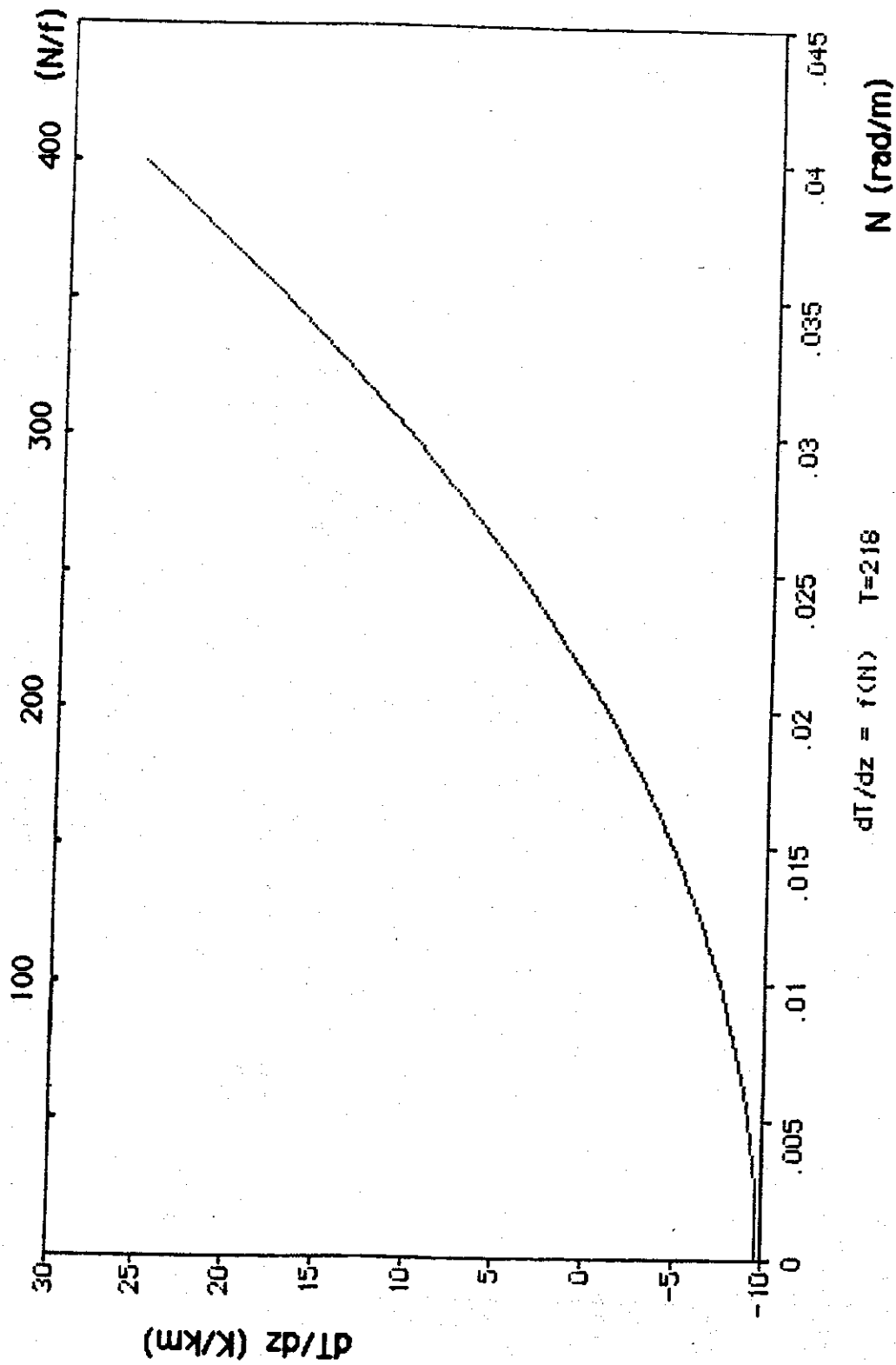


Figure 5.5 : Gradient de température en fonction de la fréquence de Brunt-Väisälä. Les valeurs typiques observées conduisent à un rapport (N/f) dans la gamme [50 - 400].

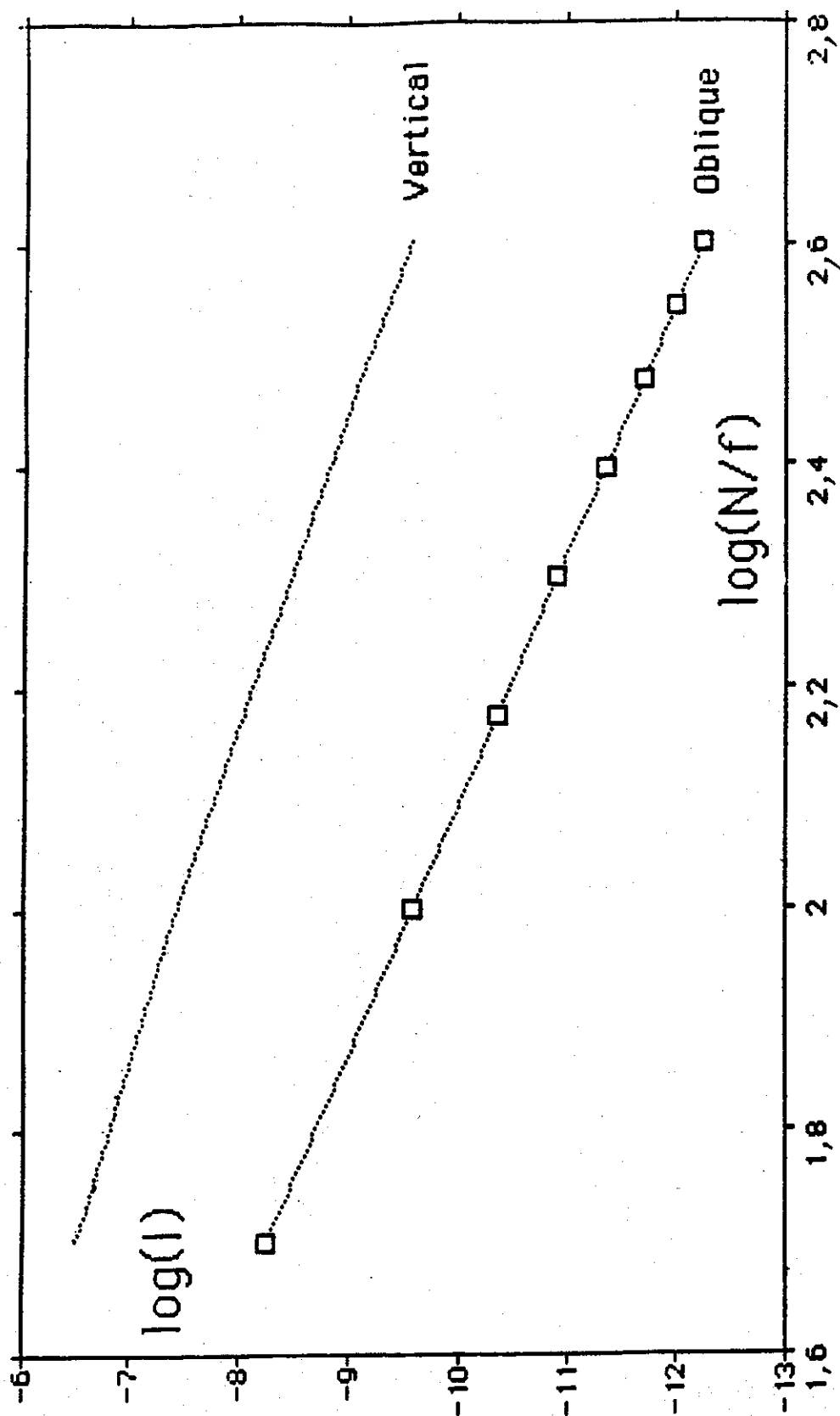


Figure 5.6 : Calcul numérique de l'intégrale I (voir le texte) pour les directions de visée verticale et oblique. Les valeurs calculées s'alignent approximativement en coordonnées log-log en fonction de N/f . Cette circonstance permet une paramétrisation numérique de l'intégrale.

valeurs typiques de N sont comprises dans l'intervalle $[5.10^{-3}, 4.10^{-2}]$ rad/s correspondant à des gradients de température dans la gamme $[-9,2, 25,8 \text{ K/km}]$.

L'intégrale a donc été calculée pour 8 valeurs de d entre 50 et 400 par pas de 50. La figure (5.6) montre les résultats de ces intégrations numériques sur la première intégrale (I) en coordonnées log-log. L'excellent alignement des points autorise une paramétrisation de l'intégrale sous la forme $I = b(N/f)^a$. L'ajustement des paramètres conduit à :

$$(V.23.) \quad \begin{cases} \text{vertical} & a = -3,41 & b = 0,220 \text{ sr} \\ \text{oblique} & a = -4,44 & b = 0,191 \text{ sr} \end{cases}$$

Les valeurs déduites de cette paramétrisation diffèrent de I de moins de 1 % à l'oblique et de - 10 % à + 15 % maximum à la verticale.

La valeur de l'exposant "a" à l'oblique, où la partie angulaire A varie peu à l'intérieur du lobe, correspond à $-(p+3)$ comme la formule (B-13) l'indique. Par contre, à la verticale, les variations de A à l'intérieur du lobe sont considérables et l'exposant - 3,41 ne pouvait pas être prédit simplement.

Lors du calcul de l'intégrale I , il est possible de chiffrer l'influence des lobes secondaires du radar : pour la visée verticale, les lobes secondaires sont négligeables (contribution $< 10^{-4}$), par contre, bien que la direction verticale tombe précisément entre le 2ème et le 3ème lobe, sa contribution à la visée oblique est de l'ordre de 4% du fait de la forte variation de $A(\theta)$ entre 0 et 15° .

Rapport vertical / oblique

En utilisant la paramétrisation des intégrales (V.23), le rapport entre les contributions du spectre des ondes à la verticale et à l'oblique peut s'écrire : $V/O = 1,15 (N/f)^{1.03}$.

Ce rapport varie entre 65 et 550 avec des valeurs typiques de 270. Les rapports mesurés étant de l'ordre de 10 (voir fig. 5.4), si les ondes contribuent aux mesures radar, il faut en chercher la trace sur les mesures verticales. La contribution aux mesures obliques étant alors masquée par celle d'autres fluctuations (la turbulence).

Estimation de la réponse à l'oblique

Les formules (V.12) et (V.15) permettent de relier le spectre tridimensionnel des fluctuations de température ou rapport (S/B) attendu sur le radar. Le ballon mesure un spectre unidimensionnel $E_T(k_z)$ que l'on peut relier au spectre tridimensionnel dans le cas où celui-ci est supposé isotrope par la relation :

$$(V.24) \quad \left(\frac{dE_T}{dk} \right)_{k_0} = - 4\pi k_0 \Phi_T(k_0)$$

Si les échos à l'oblique sont attribués à la turbulence, le spectre E_T , dans le domaine inertiel isotrope, vérifie la formule (II.26) et le spectre tridimensionnel s'écrit :

$$(V.25) \quad \Phi_T(k) = \frac{5/3}{4\pi} \frac{E_T(k)}{k^2}$$

L'estimation du spectre peut être faite à partir des mesures ballon dans des tranches d'altitudes de 30 à 50 m d'épaisseur, la réponse du radar est une moyenne pondérée des réponses prévues pour chaque couche en utilisant la pondération triangulaire de largeur à mi-hauteur R. Les valeurs du spectre de température E_T obtenus pour $k = 2$ rad/m ne sont pas toutes attribuables à de la turbulence (voir chapitre IV) et même dans ce cas, le spectre de la température est rarement conforme à (II.26.). De manière à tester l'influence des structures non turbulentes, une seconde estimation a été faite en éliminant les contributions des fluctuations de température qui n'étaient pas associées à des fluctuations turbulentes de vitesse.

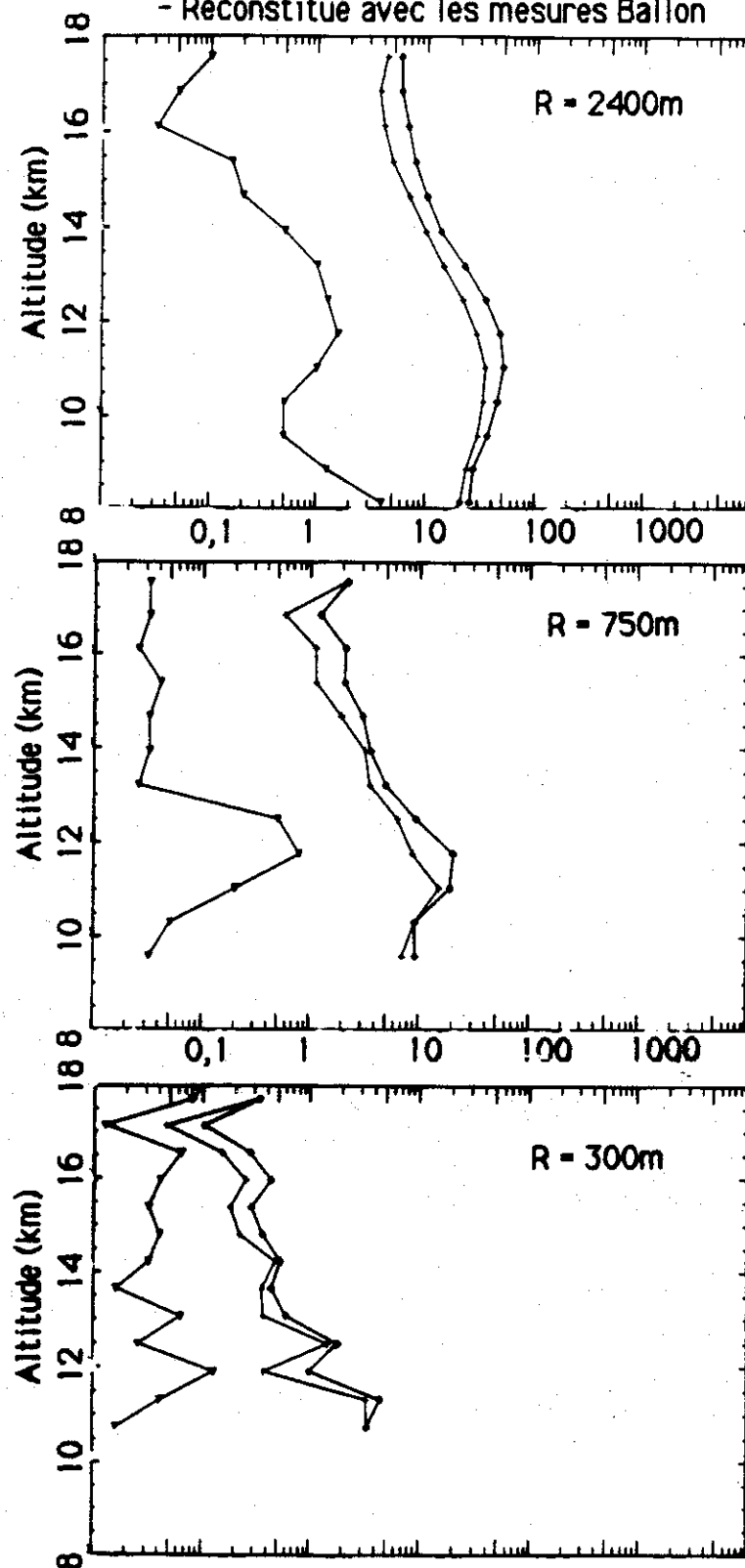


Figure 5.7 : Reconstitution du rapport (S/B) mesuré à l'oblique. Pour chaque résolution, le profil mesuré (à gauche) est comparé à la reconstitution basée sur la valeur des spectres de température à $k = 2$ obtenus par le ballon. La reconstitution a été faite en utilisant toutes les fluctuations (courbe de droite) ou en éliminant celles qui n'étaient associées à aucune fluctuation de vitesse (courbe du milieu). Les deux reconstitutions sont très semblables et surestiment les mesures d'un facteur 30 à 100.

Les deux estimations sont reportées sur la figure (5.7) et comparées aux mesures faites par le radar en visée oblique. On peut constater que la contribution des couches non turbulentes, bien que significative, ne semble pas modifier de manière notable l'aspect de l'estimation. L'aspect du profil mesuré n'est reproduit que de manière approximative, les maxima et les minima semblent considérablement lissés et sont parfois décallés en altitude. Certains effets peuvent toutefois s'expliquer : les deux points inférieurs de l'estimation à 2 400 m de résolution ne sont pas significatifs car les mesures de température ne commencent qu'à 8,5 km et la fenêtre de pondération déborde largement sur la zone saturée du capteur. De plus, l'humidité a été supposée négligeable, ce qui n'est réellement valable que dans la stratosphère.

L'estimation faite pour 300 m de résolution semble en "opposition de phase" avec les mesures, mais ces mesures radar à "haute résolution" sont très bruitées et présentent une variabilité importante : on ne peut accorder qu'une valeur limitée à une mesure individuelle.

Enfin, les niveaux prédits et observés diffèrent d'un facteur 30 à 100 environ : plusieurs explications peuvent être proposées et seront discutées après l'examen des mesures verticales.

Estimation de la réponse à la verticale

Ici, le spectre tridimensionnel de température est estimé par les formules (B.13). La partie angulaire a déjà été intégrée avec le lobe du radar (formule V.16) et j'utiliserai la paramétrisation (V.23) qui conduit à :

$$(V.26) \quad A' = 34,3 (N/f)^{-3,41} \text{ (sans dimensions)}$$

Profil Signal/Bruit en visée Verticale

- Mesuré

- Reconstitué avec les mesures Ballon

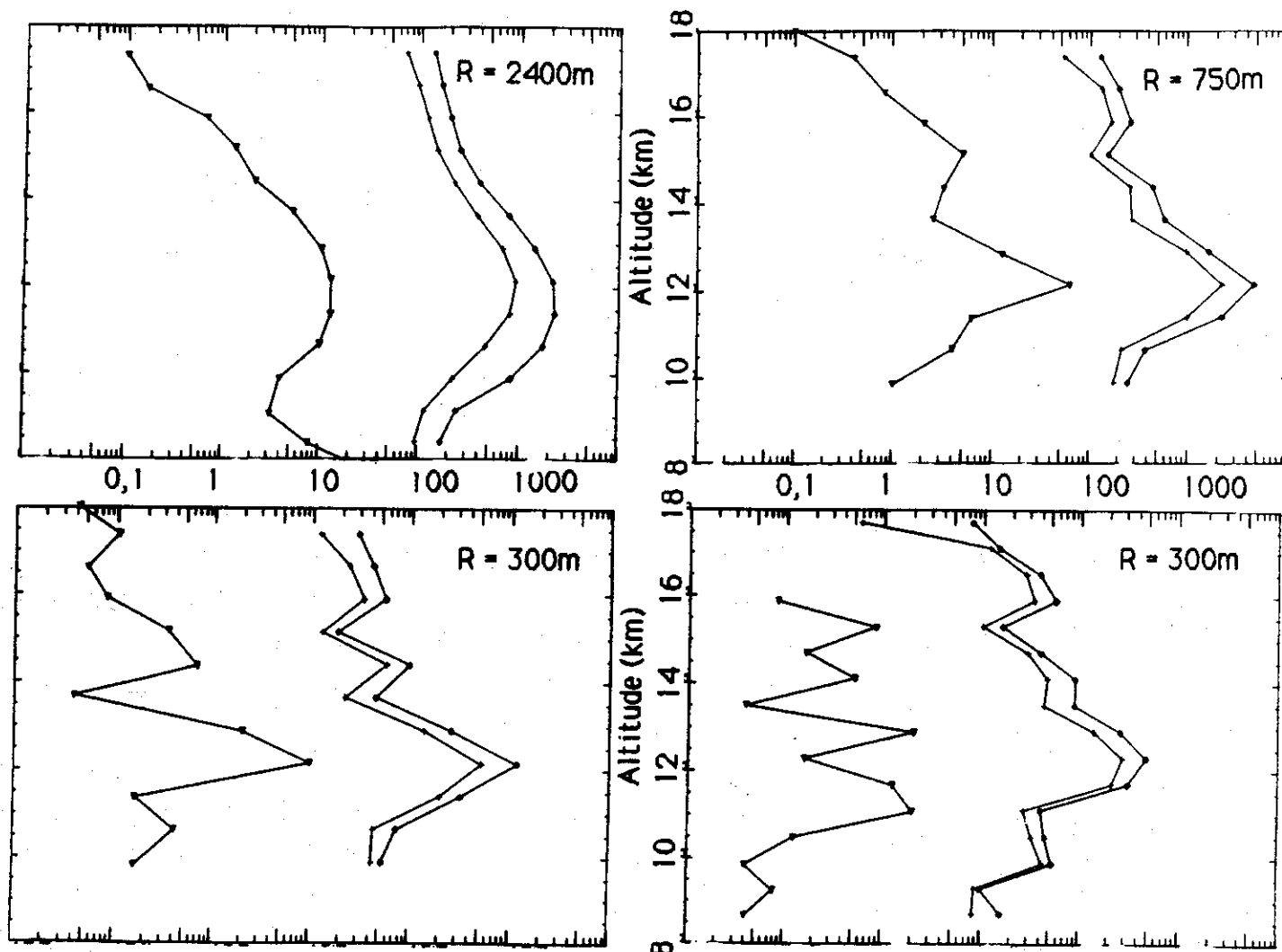


Figure 5.8 : Reconstitution du rapport (S/B) mesuré à la verticale. La reconstitution est basée sur le modèle ondulatoire et sur le profil de température mesuré par le ballon. Les deux reconstitution utilisent respectivement une réflectivité calculée sur un gradient moyen (courbe du milieu) et la moyenne des réflectivités estimées sur 30 à 50 m (courbe de droite). La forme du signal est bien reproduite, particulièrement aux résolutions les plus grossières mais le signal est surestimé d'un facteur 100 environ.

La partie radiale peut se mettre sous la forme : (voir annexe B pour les notations et les valeurs des paramètres)

$$(V.27) \quad R(k) = \frac{T^2}{g^2} \cdot \frac{\epsilon_0 (t-1) (p-1) f^{(t-1)} a^{(t-1)}}{2\pi (2k)^{t+2}} \cdot \frac{(N/f)^{(5+t)}}{1 - (N/f)^{(1-p)}} \text{ avec } s=0$$

Les formules (V.26) et (V.27) montrent que le signal radar doit être approximativement proportionnel à $(N/f)^{4,6}$. Cette valeur élevée de l'exposant correspond à la forte corrélation observée entre les échos obtenus à la verticale et les couches stables de l'atmosphère.

Deux méthodes ont été suivies pour estimer la réflectivité : la première calcule les réflectivités locales (sur 30 à 50 m) puis en calcule la moyenne pondérée (méthode identique à l'estimation oblique). La seconde calcule un gradient moyen dans chaque "fenêtre" et en déduit une réflectivité globale. Les profils déduits des deux méthodes sont extrêmement semblables bien que la moyenne des estimations locales conduise systématiquement à une valeur plus élevée (voir fig. 5.8).

La reproduction de la forme du signal observé est ici très satisfaisante, particulièrement aux résolutions les plus grossières (2 400 m et 750 m). Pour les mesures à 300 m de résolution, les deux profils ont été mesurés à 3 minutes d'intervalle et permettent de juger de la variabilité des mesures. L'un des profils est très bien reproduit alors que le second est très différent. Ici encore, les réflectivités prédites sont systématiquement plus fortes que celles mesurées (un facteur de l'ordre de 100).

Confirmation par les radiosondages

L'estimation de la réflectivité à la verticale n'utilise que des mesures à faible résolution spatiale. J'ai donc mis à profit les profils de température transmis par les radiosondages (R.S.) de Duhort pour obtenir d'autres estimations de la réflectivité verticale dans des conditions et à des dates différentes. J'ai utilisé des profils radars obtenus avec une résolution de 750 m. Les R.S. durant environ une heure, trois profils radars correspondant respectivement au début, au milieu et à la fin du R.S. sont reportés sur les figures (5.9) ainsi que les deux estimations déduites des mesures du R.S.

Profil Signal/Bruit en visée Verticale

- Mesuré

- Reconstitué avec les Radio Sondages

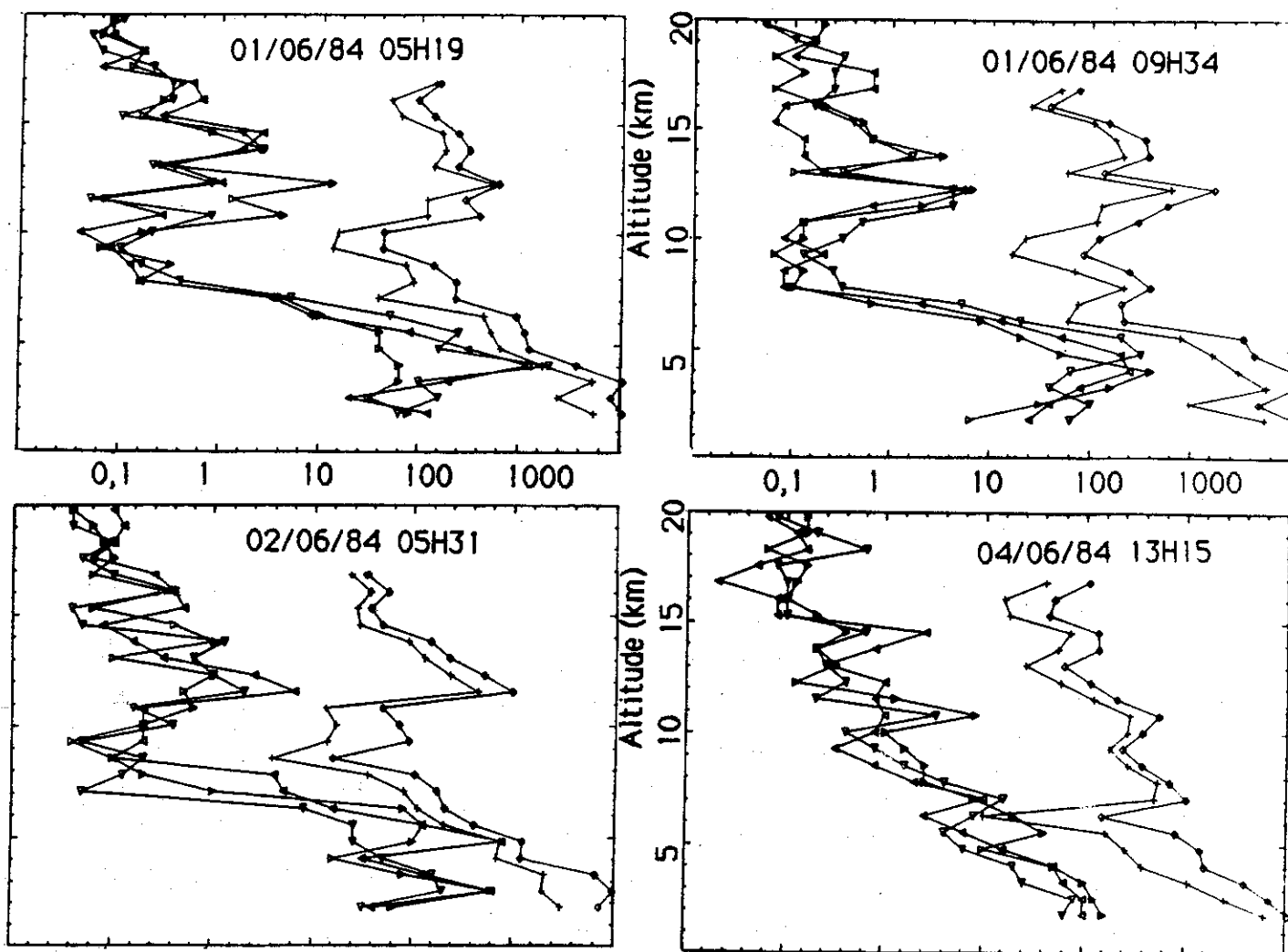


Figure 5.9 : Réconstitution du rapport (S/B) mesuré à la verticale. La reconstitution est basée sur des profils de température mesurés par des radiosondes lancées depuis Duhort. La méthode de reconstitution est identique à celle de la figure 5.8. Pour chaque radiosondage (dont la date et l'heure sont indiqués sur chaque figure), trois profils radars sont reportés séparés par 1/2 heure (pour couvrir la période du sondage). La résolution utilisée était de 750 m. La forme des profils mesurés est bien reproduite mais le niveau est surestimé d'un facteur 100 à 300.

Dans la partie supérieure des profils, l'accord concernant la forme est très satisfaisant bien que les estimations soient toujours supérieures d'un facteur 100 à 300 aux mesures. Dans la partie inférieure (en-dessous de 8 km environ) les mesures sont beaucoup plus variables, de plus, la reconstitution ne prend pas en compte l'humidité qui joue un rôle important dans la troposphère.

E) INTERPRETATION ET DISCUSSION

Les estimations des contributions des différents types de fluctuations de température à la réflectivité radar conduisent au schéma suivant :

En visée verticale, par suite de la grande anisotropie du spectre utilisé (celui des ondes de gravité), les fluctuations de température associées dominent la réponse radar. Cette interprétation repose sur l'hypothèse maximale selon laquelle le spectre tridimensionnel de ces fluctuations se prolongerait jusqu'à des échelles de l'ordre de 3 mètres. Le modèle ondulatoire a été établi à l'origine pour interpréter des données de vitesses et de température concernant des échelles supérieures ou de l'ordre de 100 m (Sidi et al 1988).

Les données examinées dans le chapitre IV montrent que les spectres unidimensionnels de température vérifient les prédictions de ce modèle jusqu'à des échelles de l'ordre de 20 m (fig. 4.7) et même de l'ordre de 10 m (Fig 4.8). La valeur d'un spectre unidimensionnel pour une fréquence spatiale k_0 est une intégrale du spectre tridimensionnel pour des vecteurs d'onde \vec{k} dont le module est supérieur à k_0 . Toutefois, la validité du spectre unidimensionnel pour des échelles de l'ordre de 10 m ne permet pas de savoir si l'anisotropie ondulatoire se prolonge jusqu'à des échelles aussi petites. L'interprétation ondulatoire permet de reproduire de manière satisfaisante l'altitude et la dynamique des extréma observés. La surestimation systématique du niveau sera discutée plus loin.

En visée oblique, les fluctuations ondulatoires sont complètement dominées par toutes les autres fluctuations et particulièrement par celles associées à la turbulence. Si ces fluctuations de température correspondent essentiellement à des déplacements adiabatiques de particules fluides, leur amplitude (pour un déplacement vertical donné) est proportionnelle à N^2 . Le spectre associé, proportionnel à N^4 , expliquerait alors le parallélisme général observé entre les profils de réflectivité à la verticale et à l'oblique (voir fig. 5.4). Toutefois, l'utilisation d'un modèle de turbulence inertielle isotrope pour les fluctuations de température, constitue une approximation assez grossière. Les études de la turbulence (voir chapitres II et IV) montrent que même si le champ de vitesse est inertiel et isotrope, les fluctuations de température ne se conforment pas au spectre théorique correspondant à un constituant passif.

Discussion

L'interprétation ondulatoire des échos radars obtenus en visée verticale avait déjà été avancée par VanZandt et Vincent (1983) pour rendre compte de la forte dépendance angulaire de ce type de mesure. Bien que ces auteurs ne fassent aucune comparaison entre leur modèle et des données observationnelles, ils notent que cette interprétation conduit à une forte surestimation des réflectivités et suggèrent que le spectre des ondes pourrait être atténué dans le domaine d'échelles associées aux radars V.H.F.

Bien que les mécanismes précis conduisant à cette atténuation ne soient pas connus, la modélisation choisie pour les spectres ondulatoires ne peut pas être prolongée jusqu'à des échelles arbitrairement petites. Le spectre des gradients verticaux (de vitesse ou de température) qui décroît comme k_z^{-1} conduit à une variance de ces gradients divergente en direction des petites échelles.

L'hypothèse d'une simple atténuation de ce spectre avec conservation de sa forte anisotropie apparaît toutefois peu probable car nos observations à l'échelle de 20 m montrent que si le niveau des fluctuations de température est conforme au modèle ondulatoire, l'anisotropie des vitesses est déjà notablement réduite (Voir Chapitre IV).

Par conséquent, bien qu'une partie de cette surestimation puisse provenir de l'utilisation d'une "équation radar" (formule V.12) approximative, il apparaît raisonnable de supposer que le spectre réellement observé en visée verticale est moins anisotrope que le modèle ondulatoire ne le suppose. Cette isotropisation progressive en direction des petites échelles permet d'expliquer simultanément l'accord obtenu sur les spectres unidimensionnels (qui sont des intégrales) et l'atténuation observée dans une direction donnée.

Parallèlement, une partie de la surestimation observée à l'oblique pourrait provenir de l'utilisation d'un modèle trop isotrope : l'estimation du spectre à l'oblique est basée sur le spectre unidimensionnel observé à 3 m. Si celui-ci résulte d'un spectre tridimensionnel anisotrope, sa valeur à 15° de la verticale peut être notablement surestimée. D'un point de vue physique, l'anisotropie du spectre traduit une certaine "stratification" du milieu qui conduit à une diffusion préférentielle dans la direction de la réflexion spéculaire (Voir fig. 5.10). La puissance rétrodiffusée en direction du radar étant par conséquent plus faible que pour un milieu aux propriétés isotropes.

D'autres mesures en visée verticale confirment la forte dépendance de la réflectivité vis-à-vis de la fréquence de Brunt - Väissälä. Gage et al (1985) proposent une paramétrisation semi-empirique des échos observés à la verticale. Leurs formules (16) et (17) sont équivalentes à une dépendance en N^4 de la réflectivité et conduisent à une modélisation assez satisfaisante des échos observés à Poker-Flat. Il faut toutefois noter que leur modèle ne fait aucune hypothèse sur la nature des fluctuations observées et que l'accord avec les mesures est obtenu au moyen d'un coefficient ajustable déterminé empiriquement.

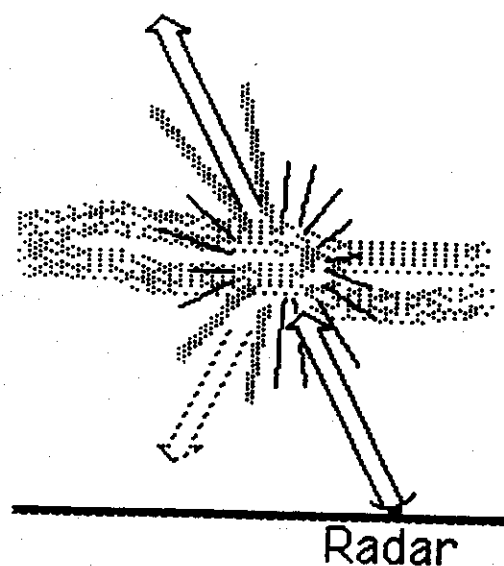


Figure 5.10 : Illustration de la réflexion spéculaire dans un milieu où les fluctuations de températures sont fortement stratifiées. L'application de formules "isotropes" dans ce type de milieu conduit à une surestimation des échos prédits à l'oblique.

L'interprétation proposée ici, fournit une explication cohérente des mesures radar à la verticale et à l'oblique malgré la surestimation des réflectivités.

Plusieurs facteurs peuvent conduire à une surestimation du rapport (S/B) dans l'équation radar : la surface effective de l'antenne du radar n'a pas été prise en compte car sa valeur est inconnue. A titre de comparaison Green et al (1979) donnent $A_e = 4/9 A$ pour le radar Sunset. L'efficacité de l'antenne α a pu être surestimée, le sol n'est probablement pas un réflecteur parfait, enfin la température de bruit peut être légèrement sous-estimée. Plusieurs de ces facteurs combinés peuvent expliquer une partie de la différence observée.

F) CONCLUSIONS

Le résultat le plus significatif de cette comparaison est donc la contribution probable d'un spectre fortement anisotrope (qualitativement comparable à celui des ondes) à la réponse radar en visée verticale. Bien qu'il subsiste des difficultés dans le calcul absolu de la réflectivité, la prédiction correcte des altitudes des maxima et minima et de la dynamique du signal, permet d'avancer les conclusions suivantes :

- les radars V.H.F. sont sensibles, en visée verticale, au spectre des fluctuations de température d'un champ fortement anisotrope résultant du déplacement adiabatique des particules fluides. La réflectivité est alors proportionnelle à la valeur locale de N^{8-a} . La valeur de "a" résulte d'une intégrale du type (V.16) dans laquelle la fonction A représente l'anisotropie du champ de température. Dans le cadre de l'hypothèse ondulatoire, $8-a$ est de l'ordre de 4,6.

- la forte anisotropie de ce spectre explique le renforcement des échos observés en visée verticale.
- ce spectre anisotrope s'étend jusqu'à des échelles verticales de l'ordre de 3 m et il s'ajuste à la valeur locale de N sur des échelles ≤ 300 m (la plus petite résolution utilisée)
- le radar en visée verticale permet de sonder en permanence le profil de la stabilité atmosphérique (au moins aux altitudes ≥ 8 Km).
- en visée oblique, le radar est sensible aux fluctuations de température dues à la turbulence. Cependant l'utilisation d'un modèle inertiel isotrope pour ce type de fluctuations constitue une approximation grossière.

CHAPITRE VI

RESULTATS, DISCUSSION, PERSPECTIVES

PROBLEME ETUDIE

Cette étude aborde le problème de la turbulence atmosphérique, dans la gamme d'échelles où elle est directement influencée par la stratification stable. La compréhension de la dynamique de ces mouvements est importante pour une bonne description du transport vertical.

Le domaine d'échelles étudié est encadré, vers les petites échelles, par le domaine de la turbulence inertielle et isotrope qui aboutit au domaine dissipatif et vers les grandes échelles par le domaine des ondes de gravité dont l'existence même est liée à la stabilité de la stratification.

La turbulence, en brassant le milieu, assure un transport efficace des quantités qu'il contient (constituants, chaleur, quantité de mouvement) à l'intérieur du volume qu'elle occupe. A l'opposé, les ondes ne contribuent pas significativement au flux de matière mais sont capables de transporter l'énergie et la quantité de mouvement sur des distances verticales considérables.

Les mesures in situ, présentées au Chapitre III, complétées par les mesures à distance obtenues par un radar ST (Chapitre V) permettent une étude expérimentale de ce domaine d'échelles intermédiaires et une première investigation de ses propriétés dynamiques.

A) RESULTATS

Turbulence inertielle

Les résultats présentés ici concernent les plus petites échelles observées (inférieures à 10 m typiquement). Dans ce domaine, les forces résultant de la stratification sont faibles devant les forces inertielles et peuvent être négligées en première approximation.

Les fluctuations de vitesse observées sont conformes aux modèles classiques de la turbulence inertielle pour le spectre longitudinal de vitesse. La turbulence est observée à l'intérieur de couches assez fines (quelques centaines de mètres) et parfois très fines (≈ 50 m) qui se distinguent nettement du milieu environnant beaucoup plus calme. La fréquence de ces couches et l'intensité de la turbulence qui y est observée sont plus élevées dans la troposphère que dans la stratosphère.

Les spectres des régions les plus agitées présentent une pente $-5/3$ sur plus d'une décade. Avec la diminution de l'amplitude des fluctuations, la dimension du domaine inertiel diminue et la pente observée également. L'utilisation des nombres d'ondes k_B et k_S (Chapitre II) apparaît bien adaptée pour caractériser l'extension spectrale du domaine inertiel. Le critère d'existence d'un domaine inertiel visible sur le spectre longitudinal de vitesse correspond à un rapport $I = k_S/k_B \geq 500$ conformément aux mesures obtenues dans l'océan par Gargett et al. (1984). Les données obtenues pendant l'ascension du ballon ne permettent pas d'étudier les spectres transverses, par conséquent, aucune caractérisation directe de l'anisotropie du champ de vitesse n'a pu être obtenue.

Les fluctuations de température observées sont également réparties en couches parfois très fines (quelques dizaines de mètres). La fréquence de ces couches et l'intensité des fluctuations qui y sont observées sont plus élevées dans la stratosphère, contrairement à ce qui est observé pour les fluctuations de vitesse. De nombreuses couches de fluctuations de température ne sont associées à aucune couche de turbulence en vitesse, particulièrement dans la stratosphère. Réciproquement, la turbulence mécanique ne produit pas systématiquement des fluctuations de température : par son action de brassage, elle tend à neutraliser le profil de température, y supprimant ainsi toute fluctuation à micro-échelle.

Les spectres de température obtenus dans les régions très turbulentes, où le domaine inertiel s'étend sur plus d'une décade, présentent une pente de l'ordre de -1 nettement plus faible que la pente $-5/3$ prédite en traitant la température comme un traceur passif. Au contraire, dans les régions de turbulence modérée, un domaine en $-5/3$ apparaît sur les spectres de température. Ces résultats, conformes à la description donnée par Gargett (1985) pour des mesures faites dans l'océan, prouvent que la température ne peut pas être traitée comme un constituant passif, même dans le domaine inertiel de la turbulence. Enfin, le spectre de température obtenu sur la totalité des données stratosphériques montre une transition spectrale aux échelles de l'ordre de 10 à 20 m entre un domaine turbulent de pente assez faible (-1 à $-5/3$) et un domaine de grandes échelles caractérisé par une pente beaucoup plus forte (-3). Cette transition correspond à un changement dans la nature des processus de transfert spectral, et peut être rapprochée de la cascade d'énergie potentielle en direction des grandes échelles prédite par Weinstock (1985a) dans le cadre de la théorie du "Buoyancy Range" de Lumley.

Domaine de transition vers les ondes

On vient de voir que les échelles les plus petites s'interprétaient dans le cadre de la turbulence inertielle et que la limite en direction des grandes échelles se situait au voisinage de k_B . De même, l'ensemble des fluctuations de vitesse et de température pour des échelles supérieures ou de l'ordre de 100 m s'interprète parfaitement dans le cadre du modèle ondulatoire résumé dans l'Annexe A (Sidi et al., 1988).

Les données nous permettent également d'étudier la zone intermédiaire, large d'environ une décade, qui assure la transition entre ces deux domaines de nature fondamentalement différente. De manière à pallier l'absence de description théorique complète, une première approche consiste à tenter d'étendre le domaine d'application de chacune des deux descriptions employées dans les domaines supérieurs et inférieurs au domaine de transition.

L'approche ondulatoire peut être étendue en direction des petites échelles. Il faut toutefois noter que cette extension ne peut pas être faite jusqu'à des échelles arbitrairement petites car la variance des gradients (vitesse et température) serait alors divergente (Desaubies et Smith, 1982). La description ondulatoire est fondamentalement anisotrope et implique des relations précises entre les différentes composantes des fluctuations et par conséquent entre les énergies cinétiques (fluctuations de vitesse) et potentielles (fluctuations de température).

L'approche "turbulente", dans cette gamme d'échelles, doit prendre en compte les échanges entre énergie cinétique et énergie potentielle qui modifient notablement la cascade énergétique en direction du domaine dissipatif. Cette approche, dont le prototype est la théorie du "Buoyancy Range" (B.R.) proposée par Lumley (1964) est fondamentalement non linéaire et repose sur une hypothèse de quasi-isotropie.

Comparaison avec les données ballon

Un résultat a priori surprenant, est que les deux approches (ondulatoire et turbulente) conduisent à des prédictions voisines pour les spectres verticaux d'énergie potentielle et donc également pour ceux de température. Cette identité de comportement concerne non seulement la dépendance vis-à-vis de l'échelle ou de la stabilité locale, mais également les niveaux de fluctuations attendus : dans la haute troposphère et la basse stratosphère, les amplitudes prédites diffèrent de moins de 30 %. Les données sont conformes à ces prédictions mais la dispersion des points de mesure (un facteur 3 de part et d'autre) interdit tout diagnostic en faveur d'une des deux interprétations. Le résultat le plus significatif de cette comparaison est la confirmation expérimentale de l'adaptation de l'amplitude des fluctuations (pour une échelle verticale de 20 m) à la valeur locale de N^2 (pulsation de Brunt-Väisälä) sur des distances de l'ordre de 60 m (trois fois l'échelle étudiée) dans la stratosphère.

En ce qui concerne les fluctuations de vitesse, par contre, les deux théories prévoient des comportements différents. L'essence de cette différence réside dans l'anisotropie supposée des mouvements. pour le modèle turbulent, supposé isotrope, l'énergie cinétique des mouvements verticaux est du même ordre que l'énergie potentielle associée aux

fluctuations de température. Pour le modèle ondulatoire, l'essentiel de l'énergie provient de mouvements quasi-horizontaux (Annexe B) et l'énergie prédite pour les fluctuations verticales est nettement plus faible. En dépit de cette différence importante, les données de vitesse ne permettent pas non plus de trancher entre les deux interprétations. Les niveaux de fluctuations mesurés (à 20 mètres) sont intermédiaires entre les deux niveaux théoriques (à l'exception des données "turbulentes" où le domaine de pente faible se prolonge au-delà de 20 m et conduit à des niveaux encore supérieurs). Il est intéressant de noter qu'aucune mesure ne descend de manière significative sous le niveau "ondulatoire" qui apparaît donc comme représentatif des fluctuations les plus faibles et les plus anisotropes observables dans l'atmosphère.

Apport des données radar

Si les données ballon suggèrent que le spectre tridimensionnel des fluctuations atmosphériques de petite échelle est anisotrope, les données radar en apportent la preuve.

Les mesures radar permettent de mesurer directement le spectre tridimensionnel de température dans la direction de visée (Chapitre V). Un spectre parfaitement isotrope conduirait à des observations identiques dans toutes les directions. Un spectre de type ondulatoire, très anisotrope, conduirait à un rapport de l'ordre de 250 entre les puissances mesurées en visée verticale et à 15° de cette direction. Le rapport observé dans la réalité est de l'ordre de 10 pour des échelles de l'ordre de 3 m (vecteur d'onde de module 2 rad/m).

En interprétant ce résultat comme indicatif du fait que l'anisotropie du spectre atmosphérique (aux échelles de l'ordre de 3 m) est intermédiaire entre celles des modèles turbulent et ondulatoire, il est intéressant de noter que les calculs des profils de réflectivité ont été surestimés à la verticale parce que le modèle utilisé était trop anisotrope alors qu'à l'oblique la surestimation résulte de l'utilisation d'un modèle trop isotrope.

B) DISCUSSION

Il est intéressant de discuter la signification physique de certains résultats obtenus, et de proposer quelques conjectures sur la nature des phénomènes observés, même si les résultats, à eux seuls, ne suffisent pas à prouver les idées avancées.

Petites échelles

Dans le domaine d'échelles de la turbulence inertielle, les résultats présentés concernant l'espace spectral, bien que moins détaillés que ceux obtenus dans l'océan par Gargett et al. (1984), indiquent un comportement entièrement parallèle de la turbulence dans un milieu stratifié entre l'océan et l'atmosphère. Ce type de mesures, réalisées pour la première fois en atmosphère libre, indiquent que la cascade d'énergie caractéristique du domaine inertiel ne peut s'établir que s'il existe un domaine spectral suffisamment étendu dans lequel les forces inertielles dominent toutes les autres. L'évolution des pentes spectrales observées pour la vitesse en direction des grandes échelles dépend des puits et des sources d'énergie cinétique qui vont "alimenter" la cascade inertielle. Le travail effectué par la turbulence pour vaincre la stratification stable correspond à un puits d'énergie cinétique. Cette énergie se retrouve sous forme d'énergie potentielle et contribue à "l'érosion" du profil moyen de température. Les gradients verticaux de vent correspondent au contraire à un terme source. Selon que le bilan énergétique constitue un gain ou une perte pour le transfert spectral dans cette région, la pente observée sera respectivement plus faible ou plus forte que $-5/3$. Dans tous les cas, ces évolutions spectrales indiquent l'action de forces non inertielles.

Les relations observées entre les fluctuations de vitesse verticale et celles de température indiquent que les spectres respectifs ne sont liés entre eux par aucune relation simple : si des fluctuations de vitesse se produisant dans un gradient non-adiabatique, conduisent obligatoirement à des fluctuations de température, par contre, la présence de telles fluctuations ne prouve en rien l'existence simultanée de fluctuations de vitesse. De même, les spectres mesurés dans des régions fortement turbulentes (et avec un domaine inertiel important) montrent que les pentes peuvent être différentes : $-5/3$ sur la vitesse et -1 sur la température.

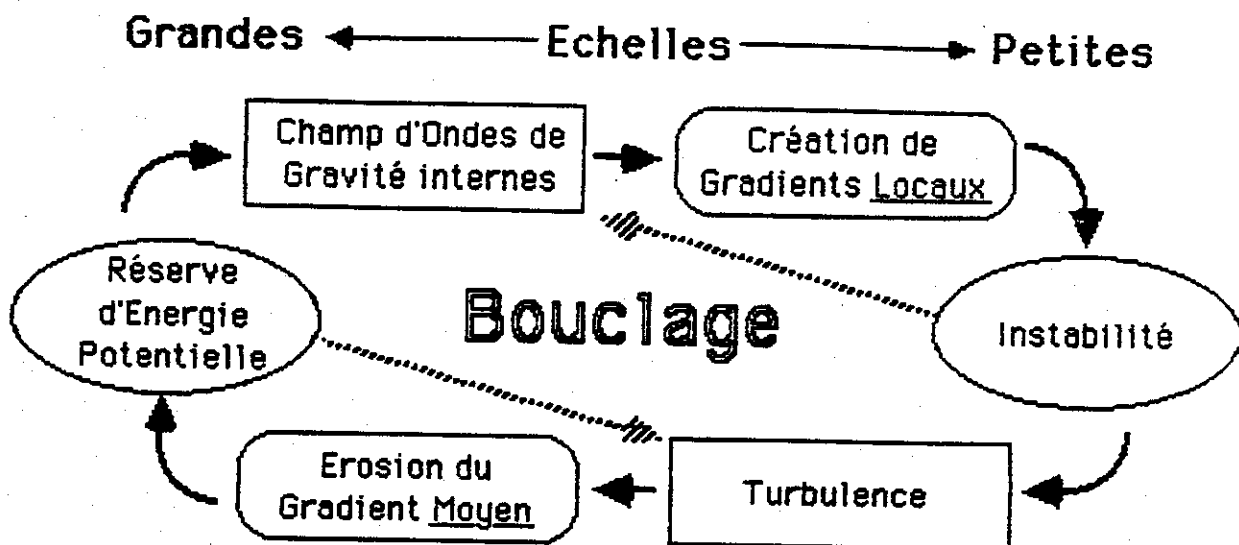


Figure 6.1: Représentation schématique d'un processus de bouclage entre petite et grande échelle.

Les deux phénomènes "couplés" sont encadrés dans des rectangles.

Les rectangles "arrondis" indiquent certaines conséquences de ces phénomènes.

Les ellipses indiquent le processus de couplage, mais également la rétroaction sur le phénomène d'origine (flèches pointillées). Lire le texte pour une description plus complète.

Grandes échelles

Les résultats concernant les grandes échelles sont nombreux, ils ont été présentés et discutés par Sidi et al. (1986). Une question intéressante concernant le champ d'ondes aléatoires est la plus ou moins grande linéarité des phénomènes qu'il décrit. Bien que les équations utilisées pour relier les différents paramètres résultent toutes d'une théorie parfaitement linéaire, la validité du modèle spectral qui prédit une énergie constante par unité de masse, prouve que cette hypothèse n'est qu'au mieux approximative. En effet, un champ d'onde réellement linéaire devrait voir son énergie croître comme $\rho^{-1/2}$ avec l'altitude. Il existe donc des mécanismes de dissipation ou de confinement (probablement les deux) qui permettent au spectre de conserver une énergie massique constante. Ces mécanismes, et d'autres qui assurent le transfert spectral nécessaire au maintien de la forme "universelle", sont autant de processus non linéaires dont l'efficacité peut être jugée par la rapidité avec laquelle les fluctuations s'adaptent aux conditions locales. Nos mesures indiquent que cette adaptation est réalisée sur des distances de l'ordre de trois longueurs d'onde verticales (pour une échelle de 20 m) et correspondent donc à des mécanismes très efficaces.

Bouclage

Les domaines de petites et de grandes échelles dont les propriétés très différentes étaient résumées dans le tableau I-1 sont cependant liées par des mécanismes d'interaction. Un tel mécanisme est représenté schématiquement sur la figure 6.1.

Le champ d'ondes de gravité aléatoire, de pente spectrale - 3 crée des gradients verticaux de vitesse et de température dont la pente spectrale (- 1) conduit à des variances divergentes en direction des petites échelles. Ces grandes valeurs des gradients locaux provoquent des instabilités (dynamiques ou convectives) qui vont alimenter la cascade énergétique de la turbulence. Cette vision est en bon accord avec les observations de feuillets turbulents parfois très minces (verticalement) et très étendus (horizontalement) répartis dans toute l'atmosphère, les instabilités se produisant préférentiellement dans les régions de gradient maximum dues aux fluctuations de grande longueur d'onde.

Ce mécanisme d'instabilité est également celui qui conduit à la dépendance en k^{-3} pour l'ensemble des spectres ondulatoires dans leur domaine haute fréquence spatiale (flèche pointillée de droite).

La cascade turbulente, de son côté, transfère l'énergie cinétique, d'une part en direction du domaine visqueux où elle sera dissipée sous forme de chaleur, mais également sous forme d'énergie potentielle. Dans le domaine inertiel, le transfert se fait essentiellement en direction des petites échelles et donc du domaine dissipatif. Par contre, dans le domaine d'échelles influencé par la stratification, une part importante de l'énergie cinétique est convertie en énergie potentielle et se retrouve sous forme de perturbations du profil moyen de température. D'après Weinstock (1985a) il existe une cascade "inverse" d'énergie potentielle dans le "Buoyancy Range" qui correspond à un transfert de cette énergie vers des échelles de plus en plus grandes. Ce transfert d'énergie potentielle vers les grandes échelles pourrait être responsable des structures en dents de scie fréquemment observées sur les profils de température dans les régions stables (Voir Fig. 4.3). Ces réserves d'énergie potentielle, dont la dimension verticale de l'ordre de 100 mètres correspond à l'extension des couches turbulentes, se situent d'emblée dans le domaine d'échelles des ondes et constituent probablement l'un des termes sources du spectre observé. Réciproquement, (flèche pointillée de gauche), ce transfert d'énergie cinétique vers une forme potentielle affecte la dynamique de la turbulence jusqu'à l'intérieur du domaine inertiel (non passivité dynamique de la température). Cet effet doit être pris en compte dans toute théorie qui vise à décrire les fluctuations observées, particulièrement pour la température (pentes spectrales en - 1).

Nature du domaine intermédiaire

Les renseignements de nature expérimentale concernant ce domaine intermédiaire concernent essentiellement l'anisotropie et la non-linéarité. Les observations du spectre unidimensionnel de vitesse verticale attestent que l'anisotropie est importante aux échelles de 20 m. Cette anisotropie est encore observable à des échelles de l'ordre de 3 m sur le spectre tridimensionnel de température auquel est sensible le radar S.T. Dans ces deux cas, l'anisotropie observée est intermédiaire entre

celles supposées par les deux approches (ondulatoire ou B.R. de la turbulence). Ces mêmes observations montrent que l'adaptation de l'amplitude des fluctuations, dans cette gamme d'échelles intermédiaires, à la valeur locale de la stabilité, est très rapide et suggèrent donc l'action de processus non linéaires très efficaces. Ces processus non linéaires sont probablement responsables de la symétrie (Yeh et Liu, 1985) et peut-être de l'isotropisation partielle des fluctuations observées.

Il est possible d'avancer trois hypothèses concernant la nature des fluctuations observées dans ce domaine d'échelles intermédiaires.

La plus simple suppose qu'à une échelle donnée on observe une superposition des fluctuations turbulentes et ondulatoires. Toutefois, cette hypothèse apparaît physiquement invraisemblable : à une échelle donnée, il est généralement impossible de distinguer un mouvement linéaire d'un autre non linéaire.

La deuxième hypothèse suppose une séparation spatiale des mouvements selon leur nature. L'espace serait rempli de fluctuations ondulatoires entrecoupées de feuillets turbulents. Cette hypothèse est déjà plus conforme aux observations sur la structure des régions turbulentes. Elle revient à supposer que les équations du mouvement peuvent présenter deux types de solutions distinctes dans ce domaine⁽¹⁾, chaque solution étant par ailleurs reliée de manière continue aux solutions valides dans les domaines limitrophes.

La dernière hypothèse suppose quant à elle qu'il existe une solution unique pour une échelle donnée, les cas limites pour les petites et les grandes échelles étant alors la turbulence et les ondes de gravité. Dans cette hypothèse, la distinction entre les régions turbulentes ou non ou les divers degrés d'anisotropie observés serait due à des paramètres locaux contrôlant la forme des solutions et que la théorie devrait alors préciser.

(1) - Un exemple simple de solutions multiples pour un système non linéaire est traité dans le livre de mécanique de Landau et Lifchitz (1969) au paragraphe 29.

C) PERSPECTIVES

Malgré le caractère exploratoire de cette étude en ce qui concerne les fluctuations atmosphériques, les résultats acquis sont déjà nombreux et permettent d'éclairer significativement leur comportement dans le domaine de transition entre la turbulence (non linéaire et isotrope) et les ondes (linéaires et anisotropes). Ces premiers résultats, par les questions qu'ils soulèvent, ouvrent de vastes perspectives pour ce domaine de recherches encore largement inexploré.

L'une de ces questions concerne le problème du transport vertical dans la gamme d'échelles intermédiaires. Il est possible, à partir de l'instrumentation existante et en améliorant la résolution temporelle des capteurs de température, d'estimer des flux de chaleur et de matière par des mesures in situ. La mesure de ces flux constituera un élément important dans la compréhension de la nature des phénomènes mis en jeu.

Un autre problème sur lequel il est possible d'obtenir des renseignements quantitatifs est celui de l'anisotropie des fluctuations observées. Plusieurs approches indépendantes sont possibles.

L'utilisation des deux axes de l'anémomètre ionique, dans une phase du vol où la vitesse verticale autorise une orientation correcte par rapport au vent horizontal relatif, donne accès à la mesure simultanée des spectres longitudinaux et transverses de vitesse. Cette méthode était celle employée par Gargett(1984) : la comparaison de ces deux spectres donne une mesure quantitative de l'anisotropie du spectre de vitesse.

Une autre méthode consiste à comparer, sur une base statistique, les spectres verticaux de température obtenus au cours de la montée aux spectres quasi horizontaux mesurés au cours de la descente lente dans la même gamme d'altitudes.

Pour ce qui concerne les mesures radar, la situation est plus complexe. Dans un premier temps, les mesures in situ, effectuées simultanément, doivent être utilisées pour améliorer notre compréhension de la physique de la mesure. En particulier, le problème de la surestimation des réflectivités, aussi bien en visée verticale qu'oblique, doit être relié à l'anisotropie effective des fluctuations atmosphériques observées. Par la suite, ces mêmes mesures radar constitueront un moyen d'étude privilégié pour observer l'anisotropie des fluctuations en fonction de l'angle de visée et de l'échelle considérée (grâce à l'utilisation de plusieurs longueurs d'onde).

Indépendamment de ces études sur la réflectivité radar, qui concernent des échelles de quelques mètres, l'utilisation de radars S.T. en mode Doppler apporte d'ores et déjà des informations indispensables pour les études du spectre des ondes pour des échelles supérieures ou de l'ordre d'une centaine de mètres.

La poursuite des efforts, théoriques et expérimentaux, pour mieux comprendre la dynamique des fluctuations atmosphériques dans le cas de la stratification stable doit permettre de déboucher sur une paramétrisation réaliste des flux verticaux, aussi bien pour les constituants que pour la quantité de mouvement ou l'énergie. Cette paramétrisation de l'effet moyen des petites échelles est l'un des éléments essentiels des modélisations numériques de l'atmosphère qui doivent permettre, dans les années à venir, une meilleure compréhension des mécanismes essentiels pour notre environnement.

ANNEXE A

LES ONDES DE GRAVITE

I) ONDE MONOCHROMATIQUE

Une onde de gravité monochromatique progressive correspond à une solution des équations du mouvement (équations de Navier - Stokes) linéarisées. Dans le cas de l'atmosphère ou de l'océan, ces équations tiennent compte de l'accélération de Coriolis. La linéarisation est justifiée tant que l'on cherche une solution de petite amplitude superposée (linéairement) à une solution stationnaire d'ordre zéro représentant l'état moyen de l'atmosphère. Usuellement, cette solution stationnaire est supposée ne dépendre que de l'altitude z . La faible amplitude des solutions cherchées permet de négliger les termes quadratiques (non-linéaires) : en particulier la dérive totale par rapport au temps d/dt peut être remplacée par une dérivée partielle $\partial/\partial t$. Les termes dissipatifs intervenant dans les équations sont généralement négligés également car ils font intervenir des dérivées secondes (par rapport à l'espace) qui ne deviennent importantes que pour les très petites échelles et des coefficients de diffusion qui sont petits dans le cas de l'air.

Enfin, les termes radiatifs (refroidissement Newtonien) sont ignorés dans le cas général bien qu'ils puissent devenir importants dans certains cas particuliers.

La solution monochromatique est cherchée comme une perturbation de l'état moyen dont les échelles de variations spatiales et temporelles sont supposées grandes devant celles associées à l'onde. On est alors dans le cadre de l'approximation W.K.B. L'état ondulatoire d'un élément de volume du milieu, repéré par un vecteur position \vec{x} , à un instant t , est caractérisé, en notation complexe par un terme de phase $e^{i\varphi}$ commun à tous les paramètres fluctuants, et des termes constants, dits de "polarisation" qui vont fixer les amplitudes et les phases relatives de toutes les fluctuations.

La phase peut s'écrire :

$$(A.1) \quad \varphi = (\omega.t - \vec{k} \cdot \vec{x})$$

où ω est la pulsation et \vec{k} le vecteur d'onde.

La forme des équations impose une relation entre le vecteur \vec{k} et la pulsation ω : c'est l'équation de dispersion que l'on peut écrire approximativement :

$$(A.2) \quad \omega^2 = (k_H^2 \cdot N^2 + k_z^2 \cdot f^2) / k^2 \quad \text{avec } k = |\vec{k}|$$

avec $\vec{k} = (k_x, k_y, k_z)$ et $k_H = (k_x^2 + k_y^2)^{1/2}$ projection horizontale de \vec{k} . N et f désignent respectivement la pulsation de Brunt - Väissälä (équation II.13) et la pulsation inertielle.

II) COMPORTEMENT PHYSIQUE

Quelques propriétés intéressantes des ondes de gravité sont présentées ici : certaines de ces propriétés ont un caractère approximatif généralement bien vérifié pour des ondes ni trop courtes (à cause de la dissipation) ni trop longues (comparées à l'échelle de hauteur de l'atmosphère).

- la vitesse des particules est perpendiculaire au vecteur d'onde,
- la vitesse de phase, définie par $(\omega/k_x, \omega/k_y, \omega/k_z)$ est perpendiculaire à la vitesse de groupe $(\frac{\partial \omega}{\partial k_x}, \frac{\partial \omega}{\partial k_y}, \frac{\partial \omega}{\partial k_z})$. En particulier, une onde dont les plans équiphase descendent ($k_z < 0$) propage l'énergie vers le haut ($-\frac{\partial \omega}{\partial k_z} > 0$).
- la pulsation d'une onde ne dépend que de l'angle θ entre la verticale et son vecteur d'onde.

Il est possible de réécrire l'équation de dispersion sous la forme :

$$(A.2bis) \quad \omega^2 = N^2 \sin^2 \theta + f^2 \cos^2 \theta$$

Cette équation implique $f < \omega < N$, le cas irréaliste $N < f$ correspondrait à un gradient de température indiscernable de l'adiabatique (différence de $2.10^{-7} \text{ K.m}^{-1}$). L'équation (A.2bis) montre que les plans d'ondes quasi horizontaux ($\theta \approx 0$) correspondent à une fréquence quasi inertielle : Les particules décrivent des cercles dans le plan d'onde à la pulsation f . A l'opposé, les mouvements de pulsation voisine de N s'effectuent suivant la verticale. Au cours de sa propagation, l'onde s'adapte localement aux propriétés lentement variables du milieu qu'elle traverse. Sa pulsation intrinsèque (par rapport au mouvement moyen), son vecteur d'onde, son énergie évoluent. Cette évolution conduit, par exemple, à l'existence de "niveaux critiques" au-delà desquels l'onde ne peut plus se propager. Au voisinage de ce niveau, la pulsation intrinsèque décroît et tend vers f . L'écoulement devient alors dynamiquement instable et des transferts d'énergie et de quantité de mouvements apparaissent entre l'onde, le mouvement moyen ou en direction du domaine turbulent (Fritts 1984).

Variation avec l'altitude

L'onde monochromatique, par les variations corrélées des paramètres du milieu, produit des flux. Nous nous intéressons dans cette étude aux flux verticaux. Pour les "petites" longueurs d'ondes verticales (≤ 1 km) les fluctuations de densité et de température sont presque exactement en quadrature avec celles de la vitesse verticale. Pour cette raison le transport vertical de matière ou de chaleur par une onde est généralement négligeable. Par contre, les fluctuations de pression et de vitesse horizontale sont en phase avec celles de vitesse verticale. Par conséquent, les flux d'énergie ou de quantité de mouvement peuvent jouer un rôle important pour la structure dynamique de l'atmosphère.

En l'absence de termes dissipatifs, la conservation de l'énergie et de l'impulsion conduisent à une croissance de l'amplitude des fluctuations avec l'altitude proportionnelle à $\rho_0^{-1/2}$ (ρ_0 est la densité moyenne). Cette croissance exponentielle provoque rapidement des amplitudes incompatibles avec les approximations linéaires. Divers processus de transfert d'énergie apparaissent alors pour limiter cette croissance : l'ensemble de ces processus conduisent au phénomène de "saturation" de l'amplitude de l'onde.

Processus de saturation

Le mécanisme de saturation le plus simple, décrit par Fritts (1984) sous le nom de "saturation linéaire" consiste en l'apparition d'une instabilité convective résultant des gradients de température induits dans le milieu par l'onde elle-même.

Dans cette vision simplifiée, on suppose que l'amplitude de l'onde croît sans dissipation jusqu'à l'apparition de l'instabilité en un point quelconque du champ de fluctuations. Cette instabilité engendre alors de la turbulence qui, en transférant énergie et quantité de mouvement vers le milieu, maintient l'amplitude de l'onde à sa valeur "saturée".

D'autres mécanismes peuvent intervenir pour limiter la croissance de l'amplitude dès que celle-ci est suffisamment grande pour permettre aux termes non linéaires de jouer un rôle. Par exemple, la prise en compte du gradient de vent montre que l'instabilité dynamique précède toujours l'instabilité convective. Des ondes différentes peuvent interagir entre elles ou avec l'écoulement moyen du milieu. Une revue de ce type d'interactions est présentée par Yeh et Liu (1985). L'ensemble de ces processus d'interaction entre divers domaines spectraux (écoulement moyen, ondes, turbulence) contrôlent la répartition de l'énergie entre les différentes échelles.

III) CHAMPS D'ONDES ALEATOIRES

Devant la complexité des processus d'interaction, il est intéressant d'adopter un point de vue statistique et de décrire le champ de fluctuations atmosphérique comme aléatoire. Une réalisation quelconque de ce champ sera considéré comme la superposition linéaire d'ondes de gravité dont les caractéristiques sont décrites par des variables aléatoires. La répartition de l'énergie entre les différentes composantes, en fonction du vecteur d'onde et de la fréquence, est décrite par une densité spectrale quadri-dimensionnelle d'énergie :

$$(A.3) \quad dE = E^{(4)}(\vec{k}, \omega) \cdot dk_x \cdot dk_y \cdot dk_z \cdot d\omega$$

l'exposant (4) rappelle le caractère quadridimensionnel de ce spectre. A chaque variable fluctuante, il est possible d'associer une densité spectrale de puissance (au sens de l'analyse spectrale). On peut définir par exemple les spectres $E_u^{(4)}$ $E_w^{(4)}$ $E_T^{(4)}$ associés respectivement aux fluctuations de vitesse horizontale, verticale ou de température.

Ce type de description aléatoire a été introduite à l'origine dans l'océan par Garrett et Munk (1975) puis a été adaptée à l'atmosphère par VanZandt (1982) puis Sidi et al (1988).

Modélisation spectrale de type Garrett-Munk

Il est possible de ramener à deux le nombre de variables indépendantes dont dépend le spectre E : En utilisant l'équation de dispersion (A.2) il est possible d'éliminer une variable au choix. De plus, il est physiquement raisonnable de supposer que E est horizontalement isotrope et ne dépend donc que de k_H . Enfin le spectre est supposé verticalement symétrique et ne dépend donc que de $|k_z|$. Le spectre bidimensionnel obtenu peut s'exprimer en fonction d'une paire quelconque des variables k_H , k_z , ω . En choisissant (ω, k_z) il est possible de l'écrire sous la forme :

$$(A.4) \quad E^{(2)}(k_z, \omega) = \epsilon \cdot A(k_z, \omega) \cdot B(\omega)$$

la forme des fonctions A et B est choisie de manière à vérifier :

$$(A.5) \quad \int_0^\infty A(k_z, \omega) dk_z = 1 \quad \text{pour tout } \omega$$

$$(A.6) \quad \int_{-\infty}^{\infty} B(\omega) d\omega = 1$$

La fonction ϵ a la dimension d'une énergie par unité de masse, elle est choisie de la forme :

$$(A.7) \quad \epsilon = \epsilon_0 (N/N_0)^2 \text{ où } N_0 \text{ est une pulsation de référence.}$$

La forme de B résulte d'observations expérimentales et de (A.6) :

$$(A.8) \quad B(\omega) = \frac{(p-1) f^{(p-1)} \omega^{-p}}{1 - (f/N)^{(p-1)}}$$

Enfin A est de la forme :

$$(A.9) \quad A(k_z, \omega) = \frac{(t-1) (k_z^*)^{(t-1)}}{(k_z^* + k_z)^t}$$

et présente deux domaines spectraux séparés par le nombre d'onde de coupure k_z^* : un domaine basses fréquences (spatiales) plat et un domaine hautes fréquences de pente -t. La dépendance vis-à-vis de ω se situe dans k_z^* :

$$(A.10) \quad k_z^* = a (N^2 - \omega^2)^{1/2}$$

Les paramètres ϵ_0 , s, p, t et a définissent le modèle utilisé. La forme choisie pour les différentes fonctions permet d'écrire le spectre $E^{(2)}(k_H, \omega)$ sous une forme exactement équivalente à condition de remplacer k_z^* par $k_H^* = a(\omega^2 - f^2)^{1/2}$. Ces deux nombres d'onde de coupure vérifient la relation de dispersion (A.2).

Valeur des paramètres

Les valeurs permettant d'expliquer le maximum de mesures sont celles déterminées par Sidi et al (1986) :

s = 0 (qui dispense donc de définir N_0) $\epsilon_0 = 6 \text{ J.kg}^{-1}$ convient pour la gamme d'altitudes étudiée ici. Dans la fonction B, $p = 1,4 \pm 0,15$ enfin dans la fonction A, $t = 3$ conformément à de nombreuses prévisions théoriques. La valeur du paramètre "a" doit être ajustée lentement en fonction de l'altitude : nos mesures donnent $a \approx 0,48 \text{ s.m}^{-1}$ dans la troposphère et $a \approx 0,22 \text{ s.m}^{-1}$ dans la basse stratosphère. D'autres mesures faites dans la mésosphère confirment cette tendance à la décroissance de "a" avec l'altitude.

Lien entre les densités spectrales

Les formules (A.4) et (A.7) - (A.10) permettent de connaître statistiquement l'énergie contenue sous forme ondulatoire en fonction de \bar{k} et ω . Il est possible de déduire l'amplitude de fluctuations de tous les paramètres associés. Les coefficients de proportionnalité sont les mêmes que pour une onde monochromatique. On peut donc écrire :

$$(A.11) \quad E_H^{(2)} = \frac{(\omega^2 + f^2) (N^2 - \omega^2)}{\omega^2 (N^2 - f^2)} E^{(2)} \quad (\text{vitesse horizontale})$$

$$(A.12) \quad E_W^{(2)} = \frac{(\omega^2 - f^2)}{(N^2 - f^2)} E^{(2)}$$

$$(A.13) \quad E_T^{(2)} = \frac{To^2}{g^2} \frac{(\omega^2 - f^2) N^4}{\omega^2 (N^2 - f^2)} E^{(2)}$$

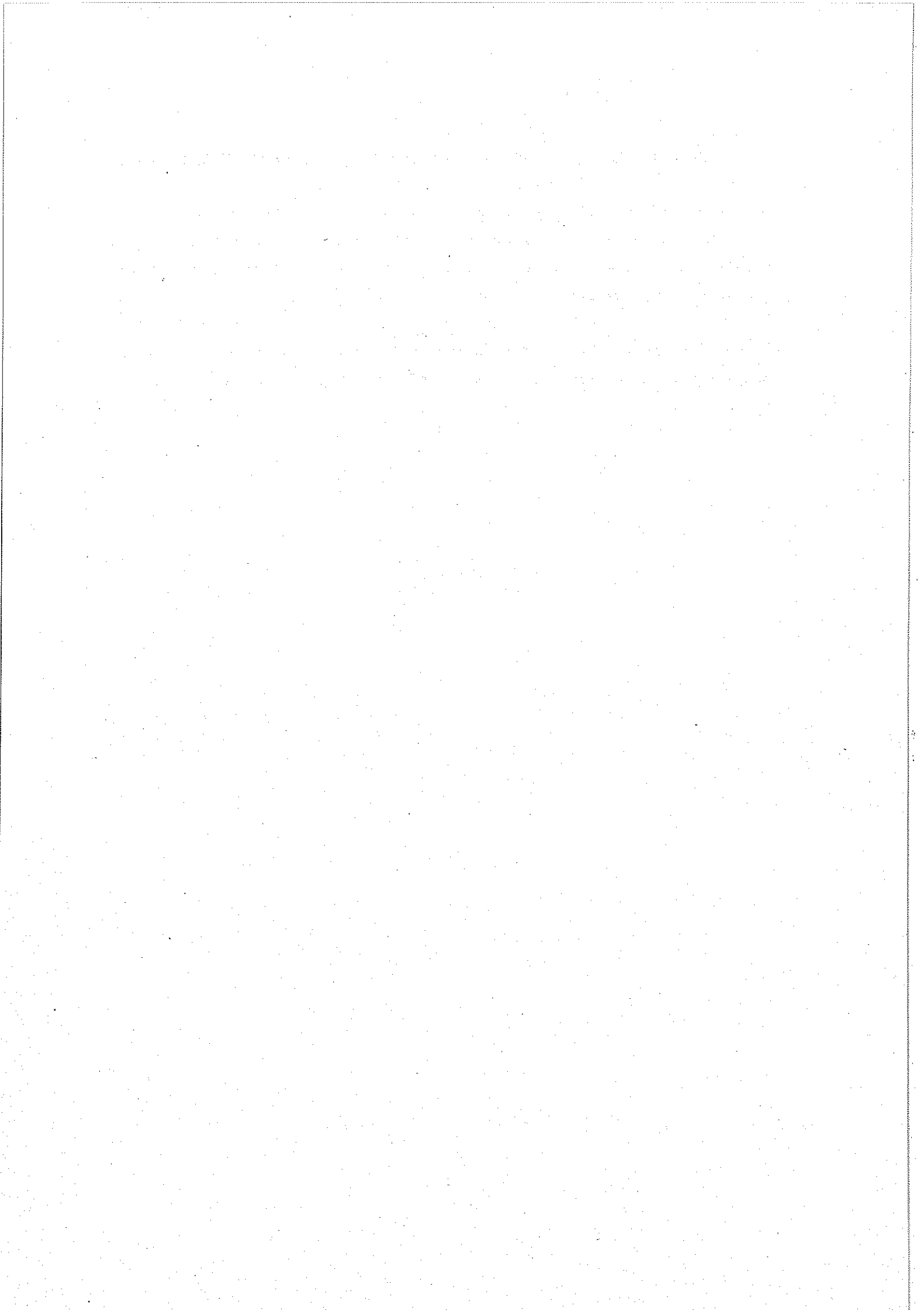
Les formules (A.11)-(A.13) permettent de calculer les spectres unidimensionnels en intégrant par rapport à l'autre variable. Ces spectres sont ceux utilisés pour les comparaisons avec les mesures ballon.

Conséquences dynamiques du modèle

La forme choisie pour le modèle spectral ne repose pas sur une description de la dynamique du milieu, elle résulte plutôt de considérations mathématiques et semi-empiriques. Le modèle fait explicitement usage des relations établies pour les ondes monochromatiques dans l'approximation linéaire. A titre d'exemple, la prévision d'une variation du niveau des fluctuations de températures proportionnelle à N^4 dans la partie haute fréquence spatiale a pu être vérifiée expérimentalement (voir chapitre IV) sur des sections de données correspondant à ≈ 100 m d'épaisseur. Une adaptation aussi rapide des niveaux de fluctuations nécessite des transferts spectraux importants en contradiction apparente avec les hypothèses linéaires. Ce modèle, par son succès, constitue un guide et une contrainte importante pour toute théorie dynamique visant à rendre compte des fluctuations observées.

Direction de propagation de l'énergie et de la quantité de mouvement

La version actuelle de ce modèle postule une symétrie verticale de la répartition spectrale et interdit par là tout flux net. Bien que l'on connaisse des processus très efficaces permettant de justifier cette symétrie verticale, le bilan dynamique de l'atmosphère montre la nécessité d'un transfert vertical de moment dont les ondes de gravité constituent un véhicule de choix. Il est donc probable que les versions futures de cette modélisation incorporeront une asymétrie verticale permettant de rendre compte de ce flux.



A N N E X E B

SPECTRE TRIDIMENSIONNEL DE FLUCTUATIONS : ETUDE DU SPECTRE DE TEMPERATURE

Cette annexe est une application de l'annexe A et les résultats relatifs au modèle spectral bidimensionnel sont supposés connus.

Spectre tridimensionnel

La forme du spectre bidimensionnel en fonction des variables ω et k_z est donnée par les formules (A4) et (A7)-(A10).

Par ailleurs la relation de dispersion (A2) permet d'exprimer la pulsation ω en fonction des composantes du vecteur \vec{k} .

Une première étape consiste donc à faire le changement de variables $(\omega, k_z) \rightarrow (k_H, k_z)$ par la formule :

$$(B1) \quad E^{(2)}(k_H, k_z) = E^{(2)}(\omega, k_z) \times J\left(\frac{\omega, k_z}{k_H, k_z}\right)$$

où J est le jacobien associé au changement de variables :

$$(B2) \quad J\left(\frac{\omega, k_z}{k_H, k_z}\right) = \begin{vmatrix} \frac{\partial \omega}{\partial k_H} & \frac{\partial k_z}{\partial k_H} \\ \frac{\partial \omega}{\partial k_z} & \frac{\partial k_z}{\partial k_z} \end{vmatrix} = \left| \frac{\partial \omega}{\partial k_H} \right|$$

La deuxième étape, consistant à passer au spectre tridimensionnel, revient à écrire :

$$(B3) \quad E^{(2)}(k_H, k_z) dk_H \cdot dk_z = E^{(3)}(k_x, k_y, k_z) d(\pi k_H^2) dk_z = \\ E^{(3)}(k_x, k_y, k_z) 2\pi k_H \cdot dk_H \cdot dk_z$$

Cette formule exprime que l'élément dk_H dans l'espace bidimensionnel correspond à une couronne de rayon k_H et d'épaisseur dk_H dans le plan "horizontal" de l'espace spectral tridimensionnel.

Ces deux étapes peuvent donc se résumer par la formule :

$$(B4) \quad E^{(3)}(k_x, k_y, k_z) = E^{(2)}(\omega(k_H, k_z), k_z) \left| \frac{\partial \omega}{\partial k_H} \right| \frac{1}{2\pi k_H} \\ \text{avec } k_H^2 = k_x^2 + k_y^2$$

Il est intéressant de noter que le spectre tridimensionnel aurait pu être obtenu grâce à un raisonnement identique à partir du spectre bidimensionnel $E^{(2)}(\omega, k_H)$. La forme choisie par Garrett et Munk (1975) pour ces spectres leur donne une forme équivalente à condition de permuter les rôles joué par k_H et k_z . Il est donc possible d'écrire :

$$(B5a) \quad E^{(2)}(\omega, k_H) = \epsilon_0 \left(\frac{N}{N_0} \right)^s \cdot \frac{(t-1)k_H^{*(t-1)}}{(k_H^* + k_H)^t} \cdot \frac{(p-1)f^{(p-1)}\omega^{-p}}{(1-(f/N)^{(p-1)})}$$

$$(B5b) \quad E^{(2)}(\omega, k_z) = \epsilon_0 \left(\frac{N}{N_0} \right)^s \cdot \frac{(t-1)k_z^{*(t-1)}}{(k_z^* + k_z)^t} \cdot \frac{(p-1)f^{(p-1)}\omega^{-p}}{(1-(f/N)^{(p-1)})}$$

k_H^* et k_z^* sont les composantes d'un vecteur d'onde de coupure \vec{k}^* qui vérifie l'équation de dispersion. Par conséquent : d'après (A2)

$$(B6) \quad \left(\frac{k_z^*}{k_H^*} \right)^2 = \left(\frac{k_z}{k_H} \right)^2 = \frac{N^2 - \omega^2}{\omega^2 - f^2} \quad \text{ce qui implique}$$

$$(B7) \quad \left(\frac{k_z}{k_z^*} \right)^2 - \left(\frac{k_H}{k_H^*} \right)^2 - \left(\frac{k}{k^*} \right)^2$$

de la même manière, les jacobiens se déduisent l'un de l'autre par les permutations simultanées $(k_H \rightleftharpoons k_z)$ et $(N \rightleftharpoons f)$

$$(B8a) \quad \left| \frac{\partial \omega}{\partial k_H} \right| = \frac{k_H k_z^2}{k^3} \frac{(N^2 - f^2)}{(k_H^2 N^2 + k_z^2 f^2)^{1/2}}$$

$$(B8b) \quad \left| \frac{\partial \omega}{\partial k_z} \right| = \frac{k_z k_H^2}{k^3} \frac{(N^2 - f^2)}{(k_H^2 N^2 + k_z^2 f^2)^{1/2}} \quad (\text{en valeur absolue})$$

Les formules (B5) et (B8) montrent que le rapport des spectres est bien égal à celui des jacobiens, soit :

$$(B9a) \quad E^{(2)}(k_H, k_z) = E^{(2)}(k_H, \omega) \left| \frac{\partial \omega}{\partial k_z} \right| = E^{(2)}(k_z, \omega) \left| \frac{\partial \omega}{\partial k_H} \right|$$

$$(B9b) \quad E^{(2)}(k_H, k_z) = \epsilon_0 \left(\frac{N}{N_0} \right)^S \cdot \frac{(t-1)}{k_H^*} \cdot \frac{(p-1) f^{(p-1)} \omega(k_H, k_z)^{-p}}{(1 - (f/N)^{(p-1)}) (1 + k_H/k_H^*)^t} \\ \cdot \frac{k_z k_H^2}{k^3} \cdot \frac{(N^2 - f^2)}{(k_H^2 N^2 + k_z^2 f^2)^{1/2}}$$

$$(B9c) \quad E^{(2)}(k_H, k_z) = \epsilon_0 \left(\frac{N}{N_0} \right)^S \cdot \frac{(t-1) k^{*(t-1)}}{(k+k^*)^t} \cdot \frac{(p-1) f^{(p-1)}}{(1 - (f/N)^{(p-1)})} \\ \cdot \frac{k^{(p-2)}}{(k_H^2 N^2 + k_z^2 f^2)^{(p+1)/2}} \cdot k_z k_H (N^2 - f^2)$$

En utilisant les formules (A10) et (A2) on tire :

$$(B10) \quad k^{*2} = k_H^{*2} + k_z^{*2} = a^2 (N^2 - \omega^2) + a^2 (\omega^2 - f^2) = a^2 (N^2 - f^2)$$

soit finalement un spectre tridimensionnel :

$$(B11a) \quad E^{(3)}(k_x, k_y, k_z) = \epsilon_0 \left(\frac{N}{N_0} \right)^s \cdot \frac{(t-1) [a(N^2 - f^2)^{1/2}]^{(t-1)}}{(k + a(N^2 - f^2)^{1/2})^t} \\ \cdot \frac{(p-1) f^{(p-1)}}{(1 - (f/N)^{(p-1)})} \cdot \frac{k^{(p-2)} k_z}{(k_H^2 N^2 + k_z^2 f^2)^{(p+1)/2}} \cdot \frac{(N^2 - f^2)}{2\pi}$$

$$(B11b) \quad E^{(3)}(k_x, k_y, k_z) = \epsilon_0 \left(\frac{N}{N_0} \right)^s \cdot \frac{(t-1) (aN)^{(t-1)}}{(k + aN)^t} \cdot \frac{(p-1) f^{(p-1)}}{(1 - (f/N)^{(p-1)})} \\ \cdot \frac{k^{p-2} k_z}{(k_H^2 N^2 + k_z^2 f^2)^{(p+1)/2}} \cdot \frac{N^2}{2\pi}$$

la formule (B11b) est obtenue en négligeant f^2 devant N^2 ce qui est toujours possible dans les cas réalistes. Par contre, le terme $(1 - (f/N)^{(p-1)})$ doit être conservé car il peut contribuer jusqu'à 20 % de l'énergie.

Remarque :

De même que le spectre bidimensionnel dont il dérive, le spectre tridimensionnel (B11) ne dépend que du module de k_z . Par conséquent, le véritable spectre tridimensionnel (pour k_z quelconque) est la moitié de celui écrit. Cependant, pour les mesures qui ne peuvent pas distinguer les ondes avec $k_z > 0$ de celles avec $k_z < 0$, comme celles obtenues avec des radars par exemple, c'est bien la formule B11 qui doit être employée car l'énergie mesurée correspond à la somme des énergies présentes dans les deux directions.

Spectre de température

Le spectre tridimensionnel des fluctuations de température se calcule par application de la formule (A13) au spectre tridimensionnel d'énergie. En effet, les formules (A11) - (A13) ne dépendent pas des variables en fonction desquelles le spectre est exprimé et ne s'appuient que sur les relations de polarisation valables pour chaque onde prise individuellement. Avec les mêmes approximations que pour le spectre (B11b) on peut donc écrire :

$$(B12) \quad E_T^{(3)} = \frac{T_0^2}{g^2} \epsilon_0 \left(\frac{N}{N_0} \right)^3 \cdot \frac{(t-1)(aN)^{(t-1)}}{(k + aN)^t} \cdot \frac{(p-1) f^{(p-1)}}{(1 - (f/N)^{(p-1)})} \cdot \frac{k^{(p-2)} \cdot k_z \cdot k_H^2}{(k_H^2 N^2 + k_z^2 f^2)^{(p+3)/2}} \cdot \frac{N^6}{2\pi}$$

Etude du spectre de température

La formule (B12) montre que le spectre de température peut s'écrire sous la forme du produit de deux fonctions dont l'une ne dépend que du module de \vec{k} et l'autre de l'angle θ entre le vecteur \vec{k} et la verticale :

$$(B13a) \quad E_T^{(3)} = R(k) \cdot A(\theta) \quad \text{avec}$$

$$(B13b) \quad R(k) = \frac{T_0^2}{g^2} \epsilon_0 \left(\frac{N}{N_0} \right)^3 \cdot \frac{(t-1)(aN)^{(t-1)}}{(k + aN)^t} \cdot \frac{(p-1)}{(1 - (f/N)^{(p-1)})} \cdot \frac{N^6}{2\pi k^2 f^4}$$

$$(B13c) \quad A(\theta) = \frac{\cos \theta \cdot \sin^2 \theta}{(d^2 \sin^2 \theta + \cos^2 \theta)^{(p+3)/2}} \quad \text{avec } d = N/f \approx 200 \gg 1$$

Cette décomposition en une partie radiale $R(k)$ et une partie angulaire $A(\theta)$ n'était pas évidente a priori, et constitue une propriété intéressante des spectres de type Garrett-Munk.

(note : cette fonction $A(\theta)$ n'a rien à voir avec le $A(k_z, \omega)$ de la formule (A9).)

Etude de la partie radiale

Une valeur typique de k^* dans la troposphère et la stratosphère est $k^* \approx 5 \times 10^{-3}$ rad/m correspondant à une longueur d'onde de coupure de 1 250 m environ. Ce nombre d'onde k^* sépare deux domaines spectraux où le spectre se comporte approximativement comme k^{-2} et k^{-5} pour k respectivement inférieur et supérieur à k^* . Le radar est sensible à la partie haute fréquence spatiale du spectre. Pour un k fixé (dans notre cas $k \approx 2$ rad/m) le spectre est proportionnel à N^8 .

Etude de la partie angulaire

Pour θ compris entre 0 et 90° la fonction A est positive et s'annule aux bornes de l'intervalle. La dérivée peut s'écrire :

$$(B14) \quad \frac{dA}{d\theta} = \frac{[(d^2 s^2 + c^2)(2c^2 - s^2) - s^2 c^2 (d^2 - 1)(p+3)]s}{(d^2 s^2 + c^2)^{(p+5)/2}}$$

en notant $s = \sin(\theta)$ et $c = \cos(\theta)$ pour alléger l'écriture.

Cette dérivée s'annule pour $\theta = 0$: la fonction part donc de l'origine avec une valeur et une dérivée nulles. Les autres racines du numérateur doivent vérifier une équation du second degré en s^2 : il y en a donc au plus 2. La fonction A étant continue, positive et nulle pour les bornes, la racine cherchée est unique (pour $0 \leq s^2 \leq 1$).

On peut supposer que cette racine est obtenue pour un angle très petit de telle sorte que $s^2 \ll c^2 \approx 1$; de plus $d^2 \gg 1$ permet d'écrire :

$$(B15) \quad \sin(\theta_{\max}) = (1/d) \sqrt{2/(p+1)}$$

et donc de vérifier a posteriori l'hypothèse $s^2 \ll 1$: pour $p = 1.4$ et $d = 200$ on trouve $\theta_{\max} = 0,26^\circ$.

La valeur de $A(\theta_{\max})$ peut être calculée avec les mêmes approximations :

$$(B16) \quad A_{\max} = \frac{2 (p+1)^{(p+1)/2}}{d^2 (p+3)^{(p+3)/2}} = \frac{0,22}{d^2} \approx 5,5 \times 10^{-6}$$

Ce maximum sépare deux comportements limites de la fonctions A : pour les angles très petits, $\cos(\theta) \gg d^2 \sin^2(\theta)$ et la fonction $A(\theta)$ est indépendante de N . Pour les angles plus grands, la condition inverse est réalisée et $A(\theta)$ est proportionnel à $N^{-(p+3)} = N^{-4,4}$.

Visualisation des spectres

De manière à mieux visualiser le caractère fortement anisotrope de ces spectres tridimensionnels, la partie angulaire a été représentée sur la figure B1 en coordonnées polaires :

La courbe centrale en tirets correspond au spectre de l'énergie totale alors que la courbe en trait plein correspond au spectre de température. La valeur choisie pour $d = N/f = 10$ n'est pas réaliste mais permet de bien distinguer les deux maximums à $\theta_m = \pm 5,2^\circ$ et le "trou" central. La signification physique de ce trou est que les ondes avec $\theta \approx 0$ correspondent à des mouvements quasi-horizontaux ne conduisant donc pas à des fluctuations de température bien que leur amplitude soit maximale d'après le spectre de l'énergie totale. La pulsation ω_{\max} associée à l'angle θ_{\max} est donnée (avec les mêmes approximations) par :

$$(B17) \quad \omega_{\max} = f \sqrt{(p+3)/(p+1)} = 1,35 f$$

Diagramme Polaire des Densités Spectrales

----- Energie Totale
 ———— Température

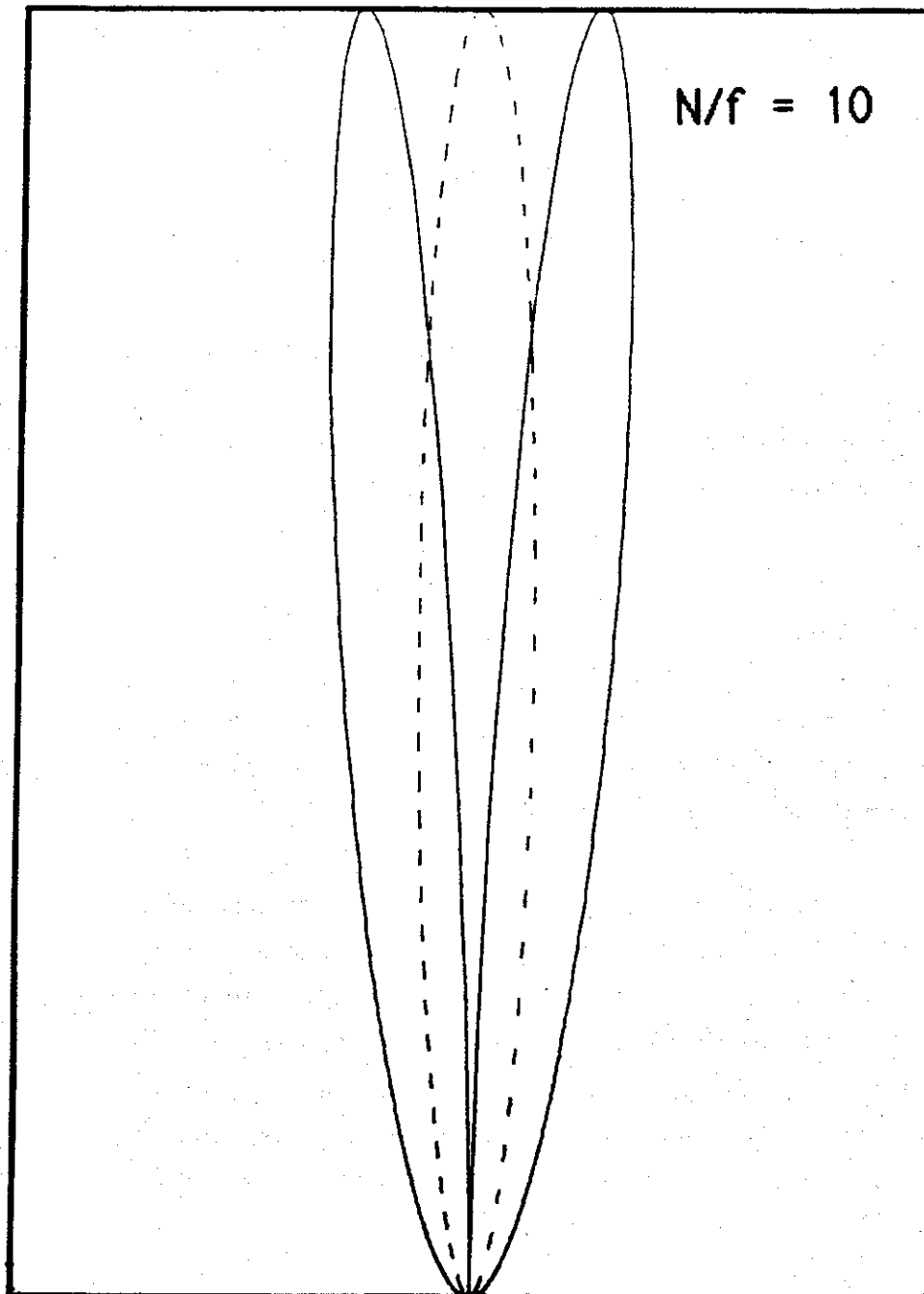


Figure B1 : Diagramme polaire des densités spectrales. Pour tout vecteur \vec{k} de module fixe, la polaire donne l'amplitude relative du spectre en fonction de l'angle θ entre le vecteur \vec{k} et la verticale. En pointillé : Energie totale, en trait plein : spectre de température. Le rapport $N/f = 10$ a été choisi pour faciliter la visualisation : pour des valeurs réalistes de ce rapport, les lobes sont collés contre la verticale.

Il est également possible de visualiser des coupes des surfaces iso-densités spectrales dans un plan (k_x, k_z) . Les figures B2 et B3 correspondent à ces visualisations pour l'énergie totale et la température respectivement. Ici encore, la valeur $d = 10$ a été choisie pour la clarté des figures. L'espace spectral est représenté dans un repère orthonormé pour des k grands devant k^* (k_z/k^* varie de 0 à 1 000), les surfaces iso-densité sont tracées toutes les décades.

De manière à donner une idée de la forme du spectre pour une valeur réaliste de d , la figure B4 représente une coupe des iso-énergies pour $d = 200$ (valeur stratosphérique typique) on observe l'augmentation du contraste directionnel par rapport à la figure B2. On voit que l'essentiel de l'énergie est concentrée dans un cône très étroit autour de la verticale.

La figure B5 représente la polaire des fréquences. Cette courbe relie la fréquence temporelle de l'onde à la direction de son vecteur \vec{k} .

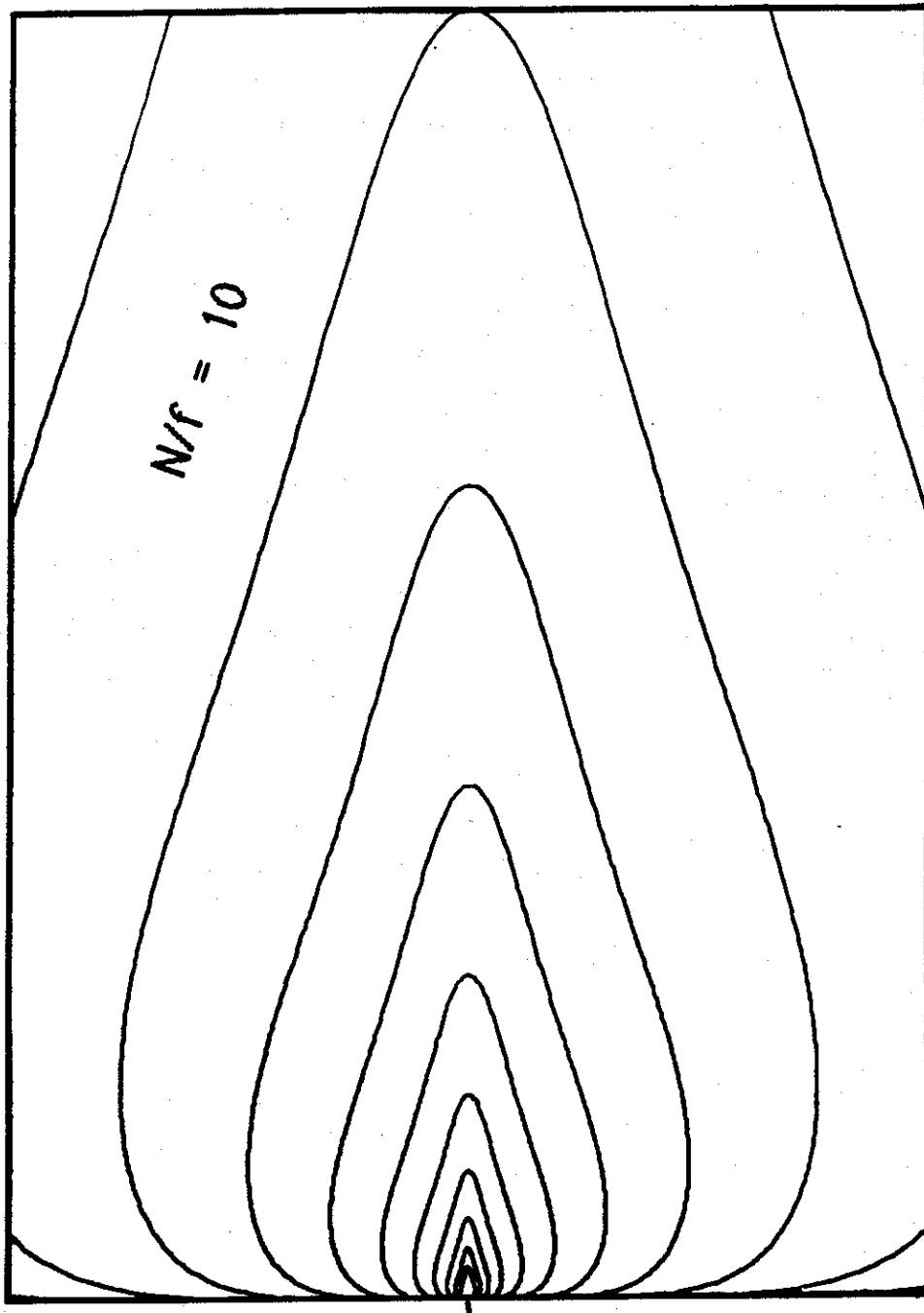


Figure B2 : Représentation des iso-densités spectrales de l'énergie totale.
Les iso-densités sont tracées toutes les décades pour $N/f = 10$.
La région de l'espace spectral visualisée a une longueur de $1\,000\,k^*$, le repère utilisé est orthonormé.

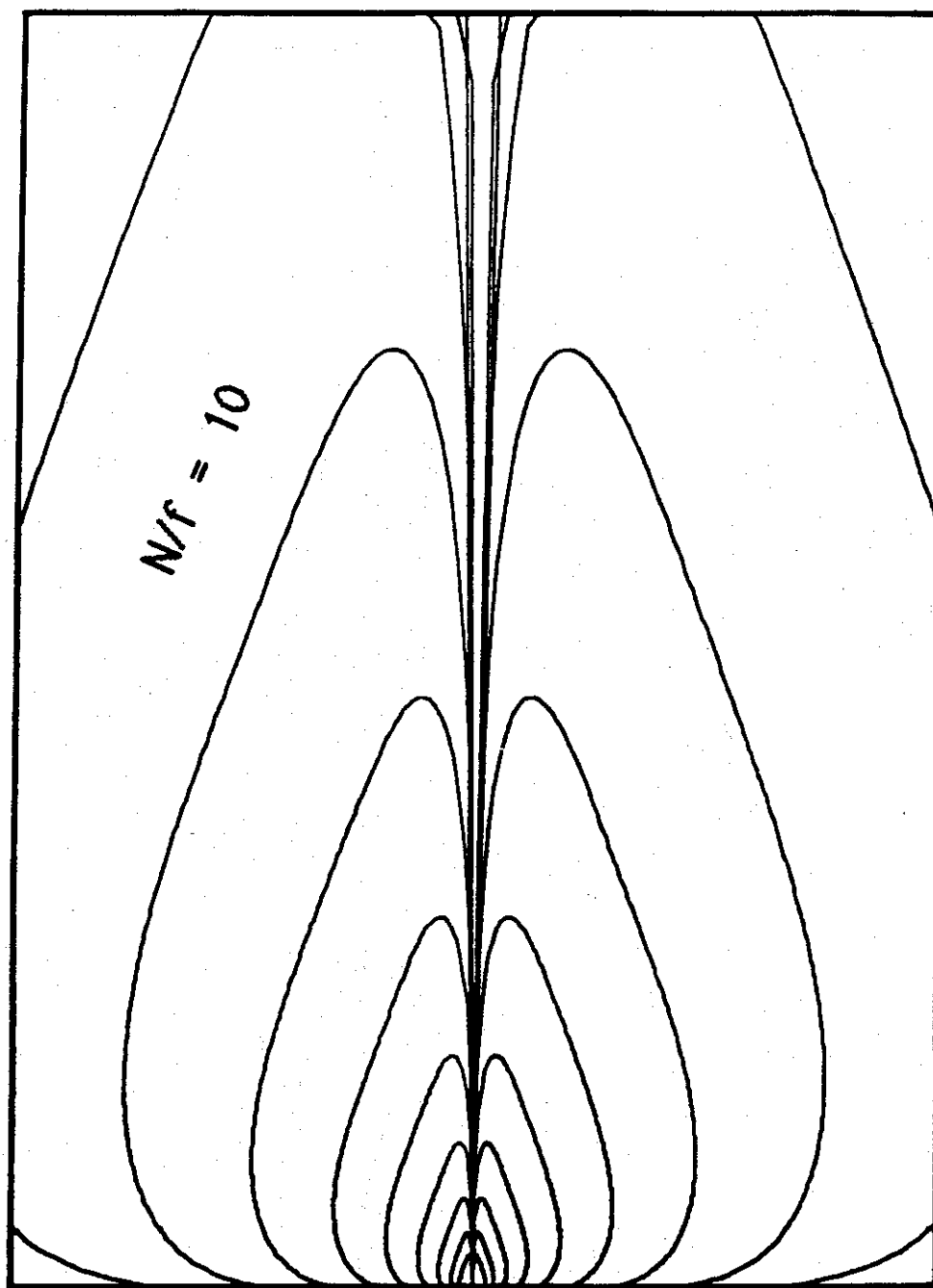


Figure B3 : Représentation des iso-densités spectrales de la température. Les iso-densités sont tracées toutes les décades pour $N/f = 10$. La région de l'espace spectral visualisée a une longueur de $1\,000\,k^*$, le repère utilisé est orthonormé. Remarquer le "puits" autour de $\theta = 0$ où toutes les fluctuations de température s'annulent (voir fig. B1).

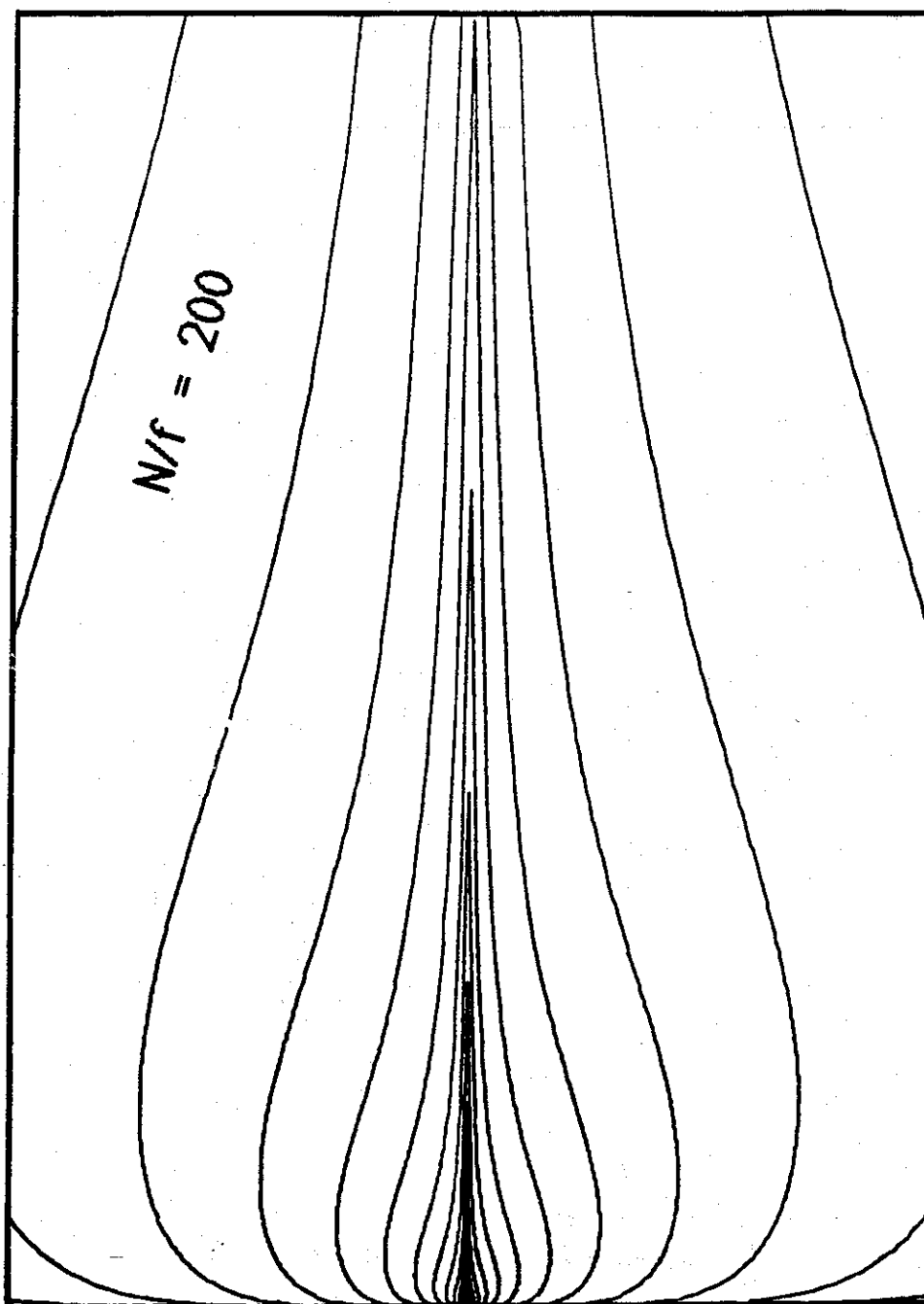


Figure B4 : Représentation identique à la figure B2 mais pour une valeur réaliste du rapport $N/f = 200$. Le spectre prend une structure quasi-cylindrique.

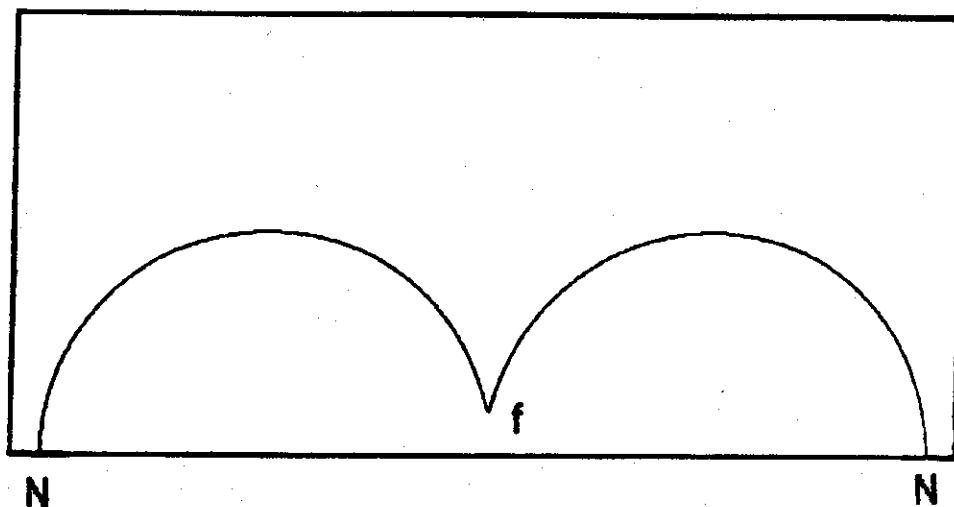
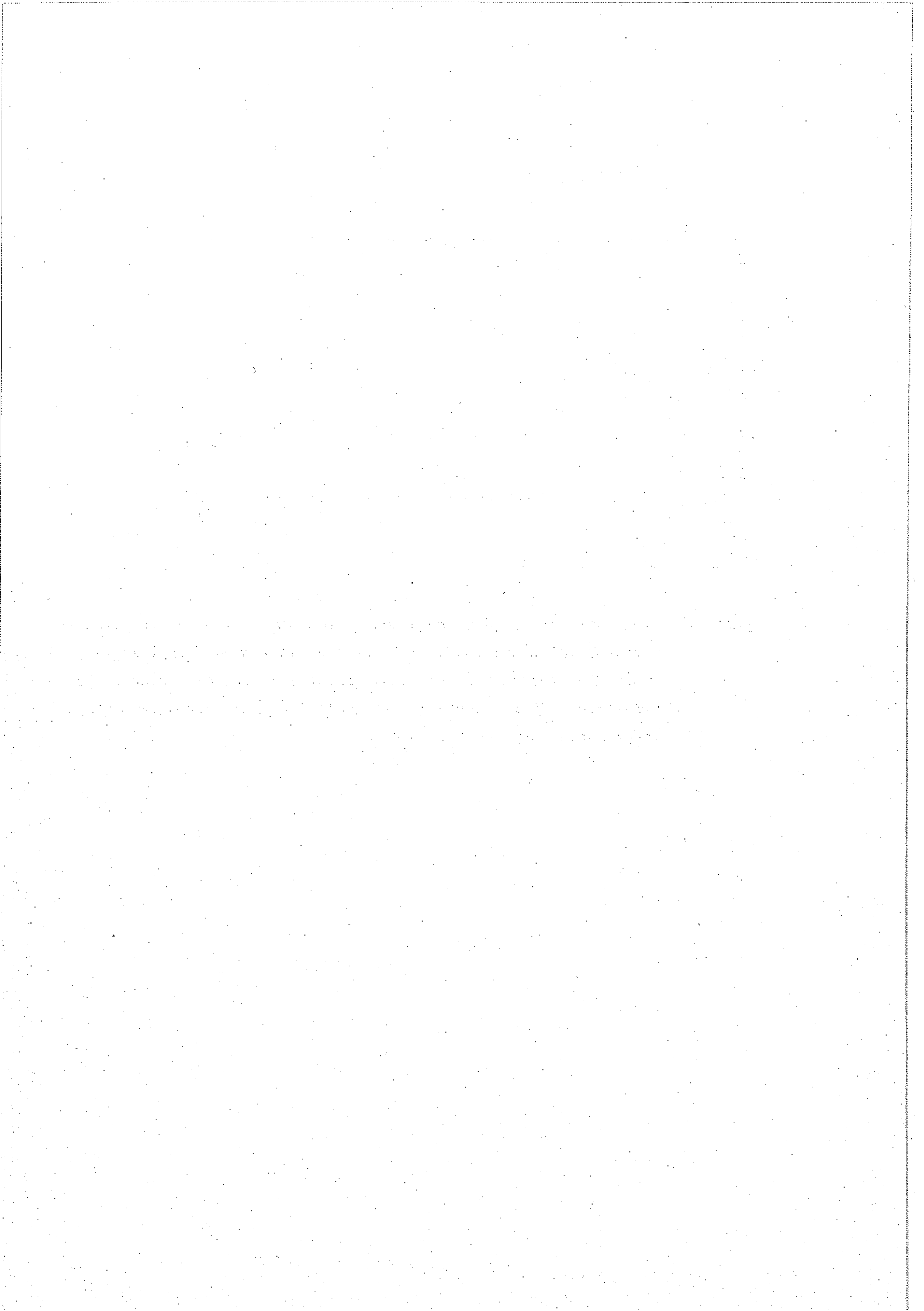


Figure B5 : Diagramme polaire des fréquences tracé pour $N/f = 10$. La polaire donne la fréquence associée à une onde en fonction de l'angle θ entre le vecteur \vec{k} et la verticale. Pour des valeurs plus élevées de N/f le diagramme (normalisé par N) change peu et se rapproche de deux demi-cercles.



ANNEXE C

ANALYSE SPECTRALE

Cette Annexe regroupe l'exposé des différentes méthodes spectrales utilisées pour cette étude, la discussion de différentes erreurs ou biais pouvant intervenir au cours de ces calculs et une estimation de leur effet possible. Le problème de l'obtention de spectres spatiaux est traité à la fin du chapitre III et l'on considèrera ici que nous avons affaire à des spectres temporels.

Quelques définitions

Les données utilisées sont échantillonnées à intervalles de temps réguliers, la fréquence associée f_e est la fréquence d'échantillonnage. D'un point de vue spectral, toute l'information est contenue dans la "bande spectrale" aux fréquences inférieures à la fréquence de Nyquist $f_N = f_e / 2$, (c'est le théorème d'échantillonnage ou théorème de Nyquist), toutes les fréquences qui se trouvaient au-delà de f_N sont "repliées" dans la bande par un effet stroboscopique. De manière à éviter que le bruit qui se trouve au-delà de f_N ne vienne contaminer les informations contenues dans la bande, le signal est filtré électroniquement avant la numérisation pour en éliminer la partie haute fréquence.

Le but de l'analyse spectrale est d'obtenir des informations sur le spectre des quantités physiques étudiées. Le spectre est une propriété du phénomène physique, indépendant de la mesure qui en est faite et qui traduit la répartition des amplitudes des fluctuations en fonction de leur fréquence. L'analyse spectrale cherche à estimer au mieux ce spectre ; par abus de langage, l'estimation obtenue est souvent appelée spectre.

Densité spectrale d'une quantité physique :

Au cours du déroulement du processus physique, la quantité étudiée X prend des valeurs aléatoires et une mesure de cette quantité porte sur une réalisation de ce processus aléatoire. Si on appelle $X' = X - E(X)$, la fluctuation de X autour de son espérance mathématique, la fonction d'auto-covariance du processus est la moyenne statistique du produit des deux valeurs de cette fluctuation aux instants t_1 et t_2 :

$$(C.1) \quad R(t_1, t_2) = \langle X'(t_1) \cdot X'(t_2) \rangle$$

où les crochets $\langle \rangle$ désignent une moyenne statistique sur un ensemble de réalisations indépendantes.

Le processus étudié est stationnaire si la fonction d'auto-corrélation ne dépend que de l'intervalle de temps $\tau = t_2 - t_1$

$$(C.2) \quad R(\tau) = \langle X'(t) \cdot X'(t+\tau) \rangle \quad \text{quel que soit } t$$

pour un processus stationnaire, l'auto-covariance présente la propriété d'ergodicité : ceci signifie qu'il est possible de remplacer la moyenne statistique par une moyenne temporelle et d'écrire :

$$(C.3) \quad R(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \left[\frac{1}{T} \int_0^T X'(t) \cdot X'(t+\tau) \cdot dt \right]$$

par la suite, nous supposerons toujours que nous pouvons nous ramener à des processus stationnaires. Le spectre du processus est la transformée de Fourier de la fonction d'auto-covariance.

$$(C.4) \quad \varphi(\nu) = T.F.(R(\tau))$$

Il est possible de définir le spectre spatial de la même manière : le temps est remplacé par le vecteur position \vec{r} , la stationnarité du processus est remplacée par son homogénéité et la transformée de Fourier est tridimensionnelle.

La fonction $\varphi(\nu)$ est la densité spectrale de puissance (ou spectre de puissance) du processus. Le terme de "puissance" ne signifie pas obligatoirement qu'il s'agisse d'une puissance exprimée en Watts, cependant la quantité $\varphi(\nu) \cdot d\nu$ qui mesure la variance des fluctuations dans une bande de largeur $d\nu$ centrée autour de ν est généralement proportionnelle à l'énergie associée à ces fluctuations.

Dimension du spectre - Tenseur spectral

Un spectre tel que $\varphi(\nu)$ ne dépend que d'une seule variable : c'est un spectre unidimensionnel. Le spectre spatial des fluctuations de température dépend d'un vecteur d'ondes à 3 composantes : $\varphi_T(k_x, k_y, k_z)$ c'est un spectre tridimensionnel. Le spectre d'un champ de vitesse décrit le comportement de 3 variables en fonction de 3 paramètres : c'est un tenseur d'ordre 2 décomposable dans un référentiel donné en 9 spectres unidimensionnels pour chaque combinaison (composante de la vitesse/composante du vecteur \vec{k}). Quand un instrument fait une coupe instantanée suivant un axe d'un milieu à 3 dimensions, le spectre unidimensionnel observé par l'instrument est l'intégrale du spectre tridimensionnel dans des plans perpendiculaires à l'axe de mesure. Il est également possible de définir un spectre unidimensionnel qui caractérise l'intensité des fluctuations d'une taille donnée indépendamment de leur direction. Il s'agit alors d'une intégrale du spectre tridimensionnel sur des coquilles sphériques. Ce type de spectre unidimensionnel ne peut être relié de manière simple aux spectres mesurés que si le processus est isotrope (indépendant de la direction).

Estimation spectrale

Dans la pratique, un certain nombre de difficultés interdisent d'obtenir le véritable spectre d'un processus : outre le problème du retrait de l'espérance mathématique (ou retrait de tendance abordé plus loin), les phénomènes étudiés ne sont pas réellement stationnaires, et même dans ce cas (certaines expériences de laboratoire), les moyennes ne peuvent pas être faites pendant un temps infini (formule C.3). On parle donc plutôt d'estimation spectrale.

Sur un enregistrement de longueur finie T , échantillonné avec la fréquence f_0 , il est possible d'estimer la fonction d'auto-covariance (F.A.C.) par la formule (C.5) équivalente à (C.3) avec T fini, puis d'obtenir sa transformée de Fourier par un algorithme numérique (F.F.T. - Fast Fourier Transform) qui consiste en réalité dans le calcul de la série de Fourier de la fonction périodisée. L'estimation spectrale ainsi obtenue est peu satisfaisante. Pour un processus gaussien, l'écart type statistique, (c'est-à-dire pour des mesures supposées parfaites) de cet estimateur est approximativement égal à la valeur du spectre cherché (à chaque fréquence). Enoncé d'une manière plus brutale, "l'incertitude de cet estimateur est de 100 % !".

Amélioration de la précision de l'estimateur

La méthode décrite précédemment fournit des estimations indépendantes du spectre avec une résolution $1/T$ mais avec une variance importante. L'idée de base pour améliorer la précision est que le spectre cherché doit être une fonction "lisse" et que ses valeurs espacées de $1/T$ ne sont pas indépendantes les unes des autres mais doivent au contraire être fortement corrélées. Un estimateur moins bruité est donc obtenu en lissant le résultat précédent. Ce lissage, en introduisant une forte corrélation entre points consécutifs introduit un biais et dégrade la résolution initiale : c'est le prix à payer pour diminuer le bruit. Ce lissage est effectué en convoluant la T.F. par une "fenêtre". Le choix précis de la fenêtre doit être fait en fonction des valeurs admissibles pour la variance et la résolution spectrale cherchée. En pratique, cette convolution est faite en multipliant la F.A.C. par la transformée de Fourier de la fenêtre. Plus on

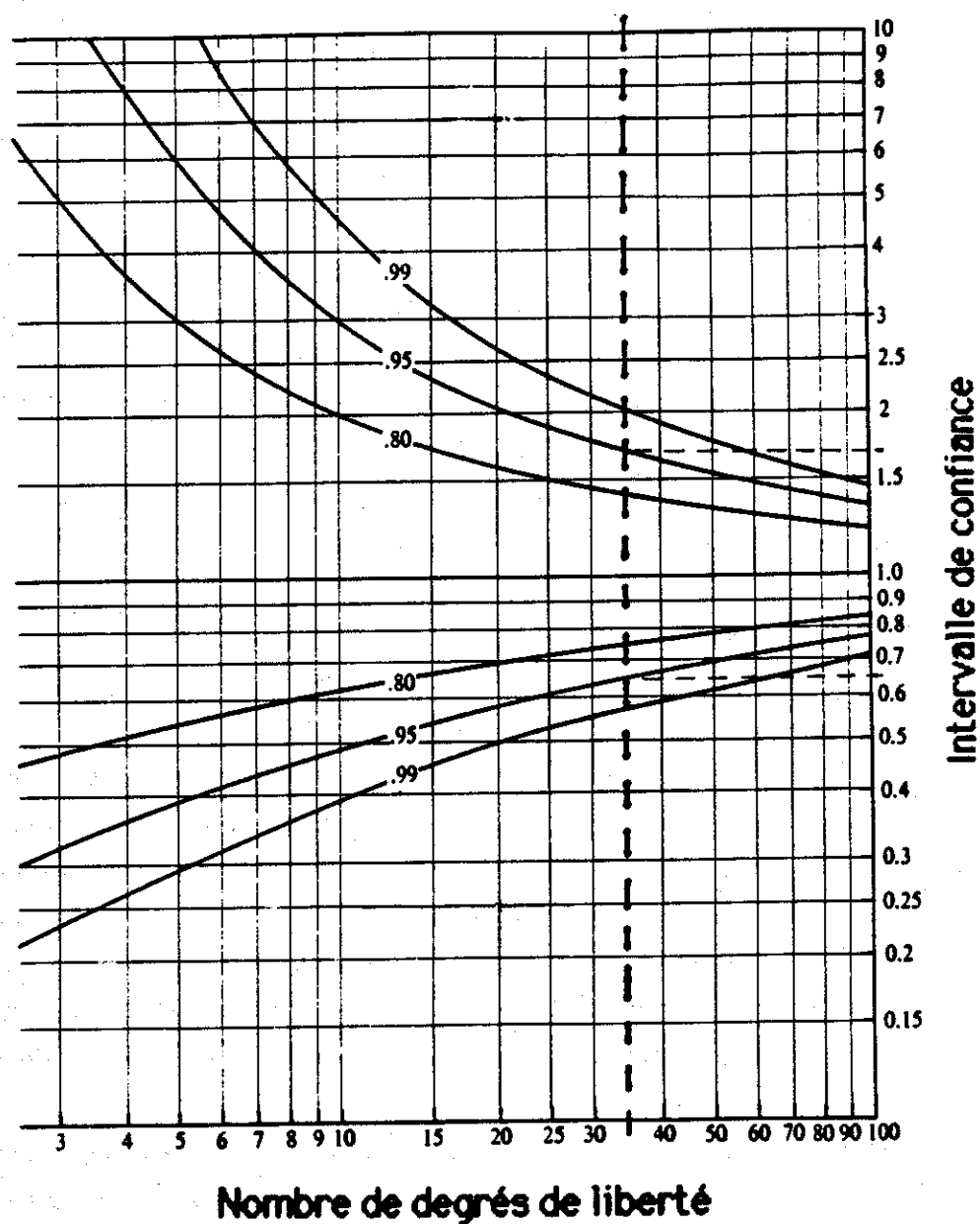


Figure C1 : Diagramme donnant les intervalles de confiance (zone où doit se trouver la valeur cherchée avec une probabilité de 80%, 95% et 99%) en fonction de ν , le nombre de degrés de liberté du χ^2 (nombre de variables indépendantes dont on a sommé le carré). Ces intervalles de confiance sont dissymétriques. A titre d'exemple : si $\nu = 35$, on a 95% de chance de trouver la valeur réelle entre 65% et 170% de la valeur mesurée. Cette figure est adaptée de Jenkins et Watts (1968).

désire lisser l'estimateur, plus on utilise une fonction étroite pour multiplier la F.A.C. Plus précisément, si on réduit le support de la F.A.C. d'un facteur p , on dégrade la résolution spectrale d'un facteur p mais la variance de l'estimateur est également réduite d'un facteur p .

L'estimateur du spectre peut s'écrire sous la forme d'une somme de carrés de variables indépendantes : il suit donc une loi des χ^2 . La figure C1 donne les intervalles de confiance associés à un χ^2 en fonction de son "nombre de degrés de liberté" ou du nombre de variables indépendantes qui le constituent. En pratique, il s'agit de la barre d'erreur en fonction de ν = (largeur de la fenêtre de lissage $\times 2 \times T$). Ces barres d'erreur ne sont pas symétriques et sont constantes pour un spectre tracé en Log-Log.

Biais introduit sur le spectre

Le lissage effectué a tendance à "raboter les bosses" et à "boucher les creux". Les valeurs estimées peuvent alors présenter un écart systématique (ou biais) par rapport au spectre cherché. Cet effet est particulièrement évident dans le cas de spectres de raies qui ne sont pas des spectres "lisses". Un autre problème peut résulter du lissage effectué : si la fonction par laquelle on multiplie la F.A.C. a des bords "raides" (cas du créneau), un pic important dans le spectre aura des pieds (ou lobes) qui pourront masquer la présence d'un signal de plus faible niveau. Il est possible de réduire les pieds (apodisation) en choisissant une fenêtre suffisamment "douce". En contrepartie, la résolution spectrale équivalente sera dégradée par rapport à une fenêtre raide de même largeur. L'estimation d'un certain nombre de biais spectraux (dont celui-ci) est faite à la fin de cette annexe.

Retrait de la tendance

Ce point est l'un des plus délicats de l'analyse spectrale. Pour calculer la F.A.C., nous devons supposer que le signal traité est centré autour de son espérance mathématique et stationnaire alors que, dans la réalité, il n'en est rien. Le retrait de la tendance vise à se ramener (au mieux) au cas d'un signal centré stationnaire. Considérons l'enregis-

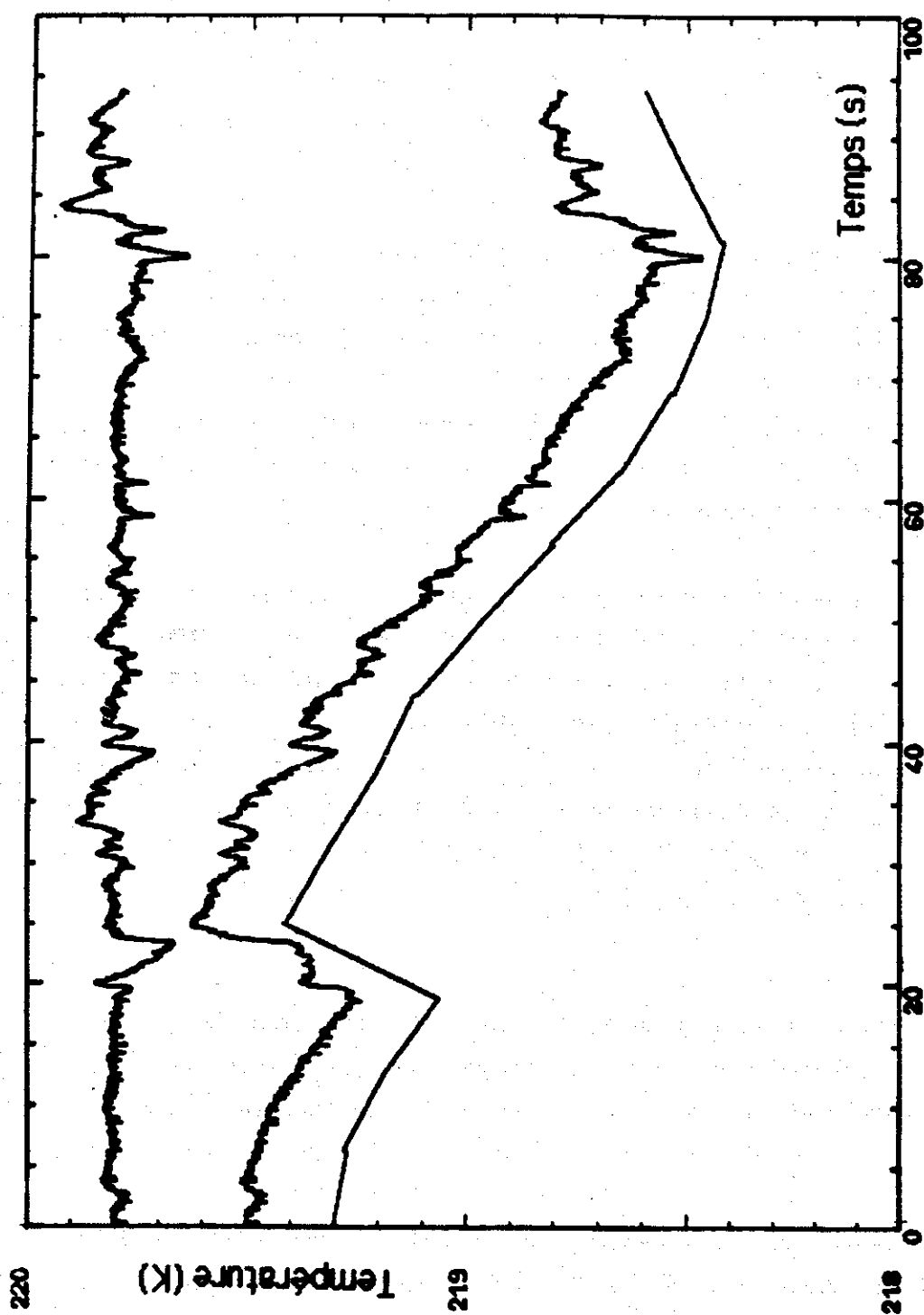


Figure C2 : Exemple d'un signal de température (au centre). Tendence retirée par segments de 6,25 s en joignant les points extrêmes de chaque segment (courbe du bas) et signal "détendancé" (en haut). Le signal détendancé n'est pas pour autant stationnaire. (les courbes ont été décallées pour la lisibilité).

trement du signal de température obtenu par l'expérience sur une durée de 94 secondes vers 14 km d'altitude : figure C2, courbe du milieu. Ce signal ne peut pas être considéré comme centré : sa valeur moyenne (sur quelques secondes) est variable au cours du temps. Si cette valeur moyenne varie linéairement pendant un certain intervalle de temps, il est possible de soustraire cette tendance linéaire du signal et ainsi de le "stationnariser".

Dans le cas général, la tendance ne varie pas linéairement : il est toujours possible de découper le signal en segments de longueur τ et de retirer une tendance linéaire à chacun de ces segments, mais si le découpage est trop fin, on risque de retirer du signal en même temps que la tendance. A la limite, si le nombre de segments est égal au nombre de mesures, il ne reste plus rien à traiter. Il est clair que l'information contenue aux périodes supérieures à τ est perdue.

De même, il convient d'éviter que le retrait de tendance n'introduise un signal parasite dont le spectre pourrait masquer celui du signal étudié : si la tendance retirée introduit des discontinuités dans le signal traité (cas du retrait par droite des moindres carrés), le spectre de ces discontinuités décroîtra comme ν^{-2} risquant de masquer la partie haute fréquence du spectre expérimental si celui-ci décroît plus vite (pente -3 par exemple). Il convient de noter que le signal traité doit rester partout centré autour de zéro, y compris au début et à la fin de l'enregistrement.

Après plusieurs essais, nous avons adopté une technique qui consiste à retrancher sur chaque segment la droite qui joint le premier au dernier point. La tendance retirée est ainsi continue et son spectre (celui d'une ligne brisée) décroît comme ν^{-4} vers les hautes fréquences. Cette méthode n'assure pas la nullité de la valeur moyenne. Il peut donc subsister une énergie importante aux fréquences non résolues. Pour éviter que cette énergie ne "bave" dans le spectre, il faut choisir une fenêtre spectrale dont les pieds sont particulièrement réduits.

La tendance retirée par cette méthode est visible sur la figure C2 (courbe du bas avec 15 segments) et le signal traité est visualisé en haut (les courbes sont décalées pour la lisibilité). Sa valeur moyenne est maintenant (quasiment) constante mais ceci n'assure pas pour autant sa stationnarité. Sur l'exemple présenté, il semble évident que les 20 premières secondes sont beaucoup moins agitées que la suite de l'enregistrement. En pratique, le retrait de tendance doit se faire en partie "à la main" en essayant de sélectionner des portions de données dont l'aspect est le plus stationnaire possible. Cet élément subjectif semble inévitable dans la mesure où l'on s'intéresse à des données en provenance d'un milieu très diversifié où les paramètres contrôlant les processus étudiés ne sont pas fixés par l'opérateur et lui sont souvent inaccessibles.

Méthode utilisée

La portion de signal à étudier (échantillonné avec une période t), de longueur totale $T = N.t$, est découpée en m segments égaux (longueur $\tau = T/m$). Sur chaque segment, la tendance (droite joignant les points extrêmes) est retirée. La fonction d'auto-covariance est estimée par :

$$(C.5) \quad R(j.t) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N-j} X' [i.t] \cdot X' [(i+j)t] \quad (1)$$

pour j de 0 à $(m-1)$, puis elle est étendue aux valeurs négatives de j par symétrie vis-à-vis de zéro et multipliée par une fenêtre de Kaiser-Bessel de longueur 2τ :

$$W(k.t) = I_0(\alpha \sqrt{1 - k.t/\tau}) / I_0(\alpha)$$

(1) Remarque : Bien que l'estimateur (C.5) de la F.A.C. soit biaisé, sa T.F. est un estimateur non biaisé du spectre (Jenkins et Watts 1968).

(où I_0 est la fonction de Bessel modifiée de première espèce d'ordre zéro), dont le facteur de forme $\alpha = 12$ assure un bon compromis entre l'atténuation hors bande (> 82 dB) et la largeur équivalente de la fenêtre de lissage ($\approx 1,9/2\tau$)

L'estimation du spectre est la transformée de Fourier du résultat. Il faut noter que le nombre de points obtenus sur la T.F. est égal à $2N/m$, bien que les segments soient constitués de N/m points.

Par rapport à une méthode sans segmentation, la variance est divisée par m . Le biais introduit par le lissage est calculé à la fin de cette annexe.

Filtrage numérique

Le but du filtrage est de débarrasser un signal d'une partie de ses composantes spectrales. Cette opération peut être destinée par exemple à se débarrasser d'un bruit haute fréquence ou d'un signal parasite indésirable. On peut également filtrer un signal pour ne conserver que la partie fluctuante ou pour étudier sa variance dans une certaine bande. Un filtrage idéal conserverait intégralement les fréquences désirées tout en supprimant totalement les autres. Dans la pratique, un tel filtre idéal n'existe pas : on applique au signal un filtre linéaire en le convoluant par une fenêtre de longueur finie dont le module au carré de la T.F. constitue la réponse spectrale. Plus on désire une réponse voisine du créneau idéal, plus la fenêtre utilisée doit être longue, conduisant à des temps de calcul prohibitifs. Il faut noter qu'un signal filtré dans une bande ΔF a ses valeurs corrélées sur une durée de l'ordre de $\tau = 1/\Delta F$: il n'est donc pas nécessaire, en général, de calculer les valeurs du signal filtré avec une fréquence supérieure à ΔF .

Dérivation

Certains paramètres sont déduits par dérivation d'une série temporelle d'un autre paramètre : par exemple, la vitesse verticale de la nacelle est déduite de la dérivée de la pression. Spectralement, la dérivation peut également être considérée comme un filtre linéaire et on estime la dérivée en convoluant le signal par une fonction poids dont la T.F. est aussi proche que possible de $i\omega$. Dans la pratique, on est amené à restreindre la bande spectrale de la dérivée (donc à filtrer) (voir le calcul de W_p dans le chapitre III). Le filtrage et la dérivation étant deux filtres linéaires, il est possible de les combiner en un seul et de convoluer le signal par une seule fonction poids.

ESTIMATION DE DIVERS BIAIS AFFECTANT LES SPECTRES

Fluctuations de la vitesse du capteur par rapport au milieu

Le milieu est supposé caractérisé par un spectre spatial $\psi(k)$ que j'exprimerai localement sous la forme :

$$(C.6) \quad \psi(k) = A k^{-p}$$

Si ce spectre est observé avec un capteur se déplaçant à la vitesse V , le spectre temporel mesuré s'écrit (voir formules III.29 et III.30)

$$(C.7) \quad \varphi_v(\nu) = \frac{2\pi}{V} \psi\left(\frac{2\pi}{V} \nu\right)$$

Si pendant la période de mesure, la vitesse fluctue autour de la valeur moyenne V_0 , le spectre observé sera :

$$(C.8) \quad \varphi_{V_0}(\nu) = \int f(V) \cdot \psi_v(\nu) \cdot dV = A \nu^{-p} \int \left(\frac{2\pi}{V}\right)^{1-p} \cdot f(V) \cdot dV$$

où $f(V)$ est la fonction de distribution des vitesses du capteur. L'application de la formule (III.30) en utilisant la vitesse moyenne V_0 conduit à :

$$(C.9) \quad \psi_{V_0}(k) = \psi(k) \int f(V) \cdot \left(\frac{V}{V_0} \right)^{p-1} \cdot dV$$

Cette formule montre que le biais est purement multiplicatif (la forme du spectre n'est pas affectée). De plus, si la pente $p = 1$, l'effet est nul. (Ce résultat était déjà évident sur la figure (3.20)). On constate également que, pour une fonction $f(V)$ symétrique par rapport à V_0 , le biais est nul également pour $p = 2$. Un calcul numérique de ce biais, en supposant la fonction de distribution de vitesse gaussienne avec un écart type $\sim 0,2 V_0$ (voir figure 3.15), conduit à un biais de $-0,5\%$ si $p = 5/3$ et de $+4\%$ si $p = 3$. Dans toutes les situations usuelles, ce biais est donc négligeable.

Biais induit par la convolution du spectre par une fenêtre

On suppose que le spectre $\varphi(\nu)$ est convolué, au cours du processus de mesure ou par suite du traitement numérique destiné à améliorer l'estimation spectrale, par une fenêtre $f(\nu)$. Le spectre biaisé s'écrit alors :

$$(C.10) \quad \varphi_B(\nu) = \int f(x) \cdot \varphi(\nu-x) \cdot dx / \int f(x) \cdot dx$$

Le spectre φ étant supposé "lisse", il est possible de l'approximer par un développement en série du deuxième ordre dans la région où $f(x)$ est notablement différent de zéro. Ce développement s'écrit :

$$(C.11) \quad \varphi(\nu-x) = \varphi(\nu) - x \varphi'(\nu) + (x^2/2) \varphi''(\nu) + \dots$$

soit un biais spectral :

$$(C.12) \quad B(\nu) = \varphi_B(\nu) - \varphi(\nu) = \frac{\varphi''(\nu)}{2} \left[\int f(x) \cdot x^2 \cdot dx / \int f(x) \cdot dx \right]$$

le moment d'ordre 1 de la fenêtre étant nul, car toutes les fenêtres d'intérêt pratique sont symétriques. En supposant que le spectre φ s'écrit localement :

$$(C.13) \quad \varphi(\nu) = A\nu^{-p} \quad (\text{une forme analogue à C.6})$$

le biais relatif se met sous la forme :

$$(C.14) \quad \frac{B(\nu)}{\varphi(\nu)} = \frac{p(p+1)}{2\nu^2} m$$

En notant m le crochet de (C.12). Ce biais relatif est donc du signe de la courbure de φ et il décroît avec la fréquence comme ν^{-2} .

Il faut noter que les formules (C.12) et (C.14) ne sont applicables que dans la mesure où le développement (C.11) représente correctement le spectre à l'intérieur de la fenêtre. En particulier, elles ne sont applicables qu'aux fréquences supérieures à la largeur de cette fenêtre pour les spectres modélisés par une formule du type (C.13) avec $p > 1$.

Application numérique

La fenêtre utilisée pour lisser les spectres est une fenêtre de Kaiser - Bessel avec un facteur de forme $\alpha = 12$. Les fréquences utilisées pour le calcul du spectre sont des multiples de $1/2\tau$ où τ est la largeur totale de la fenêtre appliquée à la F.A.C.

Le biais relatif est donné par le tableau suivant pour $p = 3$ (spectres de température) :

Numéro du point	1	2	3	4	5
$\frac{B(\nu)}{\varphi(\nu)} = \frac{6\alpha}{\pi^2 j^2}$	7,3	1,82	0,81	0,46	0,29

Ce biais décroît rapidement à cause du facteur $1/j^2$ ($1/\nu^2$ dans C.14) et devient négligeable devant les autres causes d'erreur au-delà du 4^{ème} point. Par ailleurs, en vertu de la remarque du paragraphe précédent, ce calcul n'est applicable qu'à partir du 4ème point (la largeur de la fenêtre correspond à environ 3 points) : par conséquent, son influence dans la partie basse fréquence peut être importante, mais cette région est déjà affectée par les fréquences non résolues qui n'ont pas été totalement retirées avec la tendance.

A N N E X E D

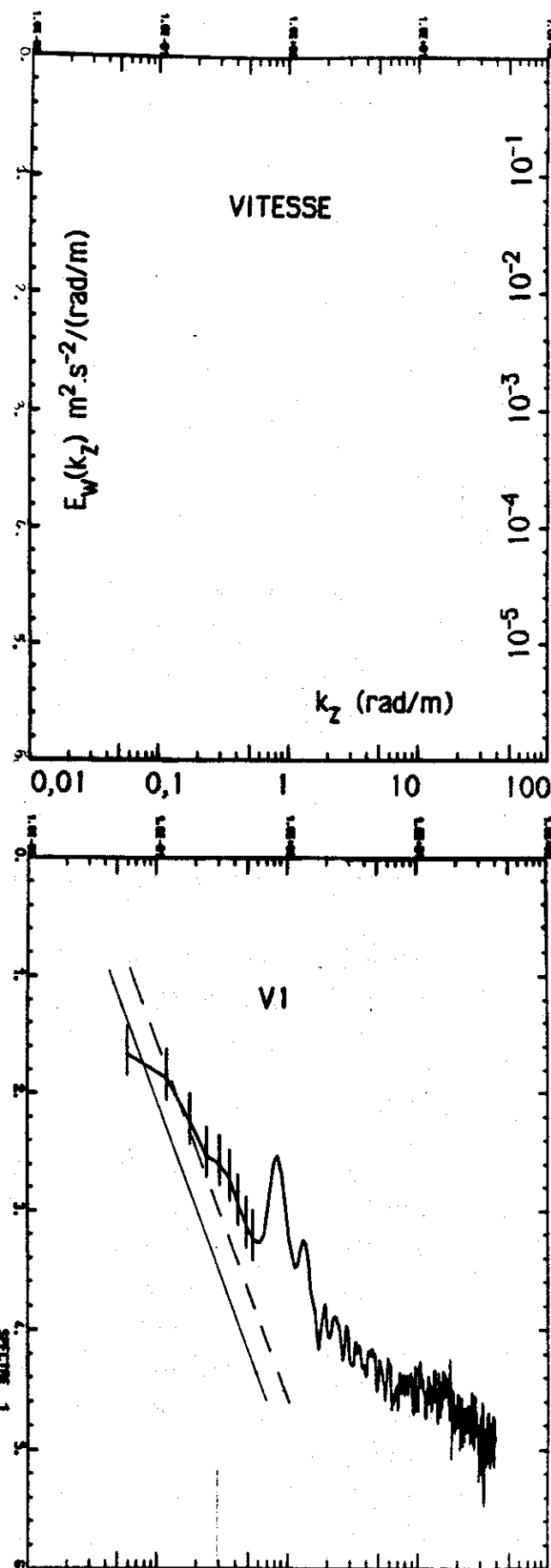
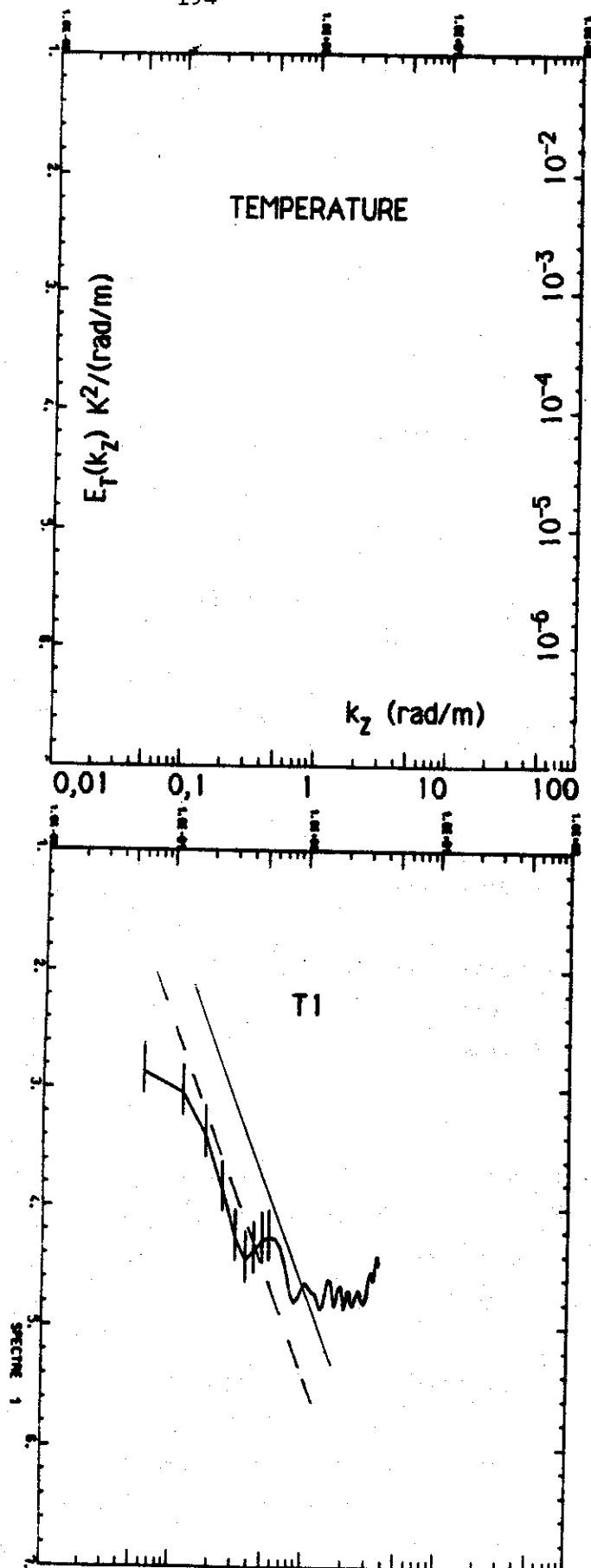
SPECTRES DE VITESSE ET DE TEMPERATURE

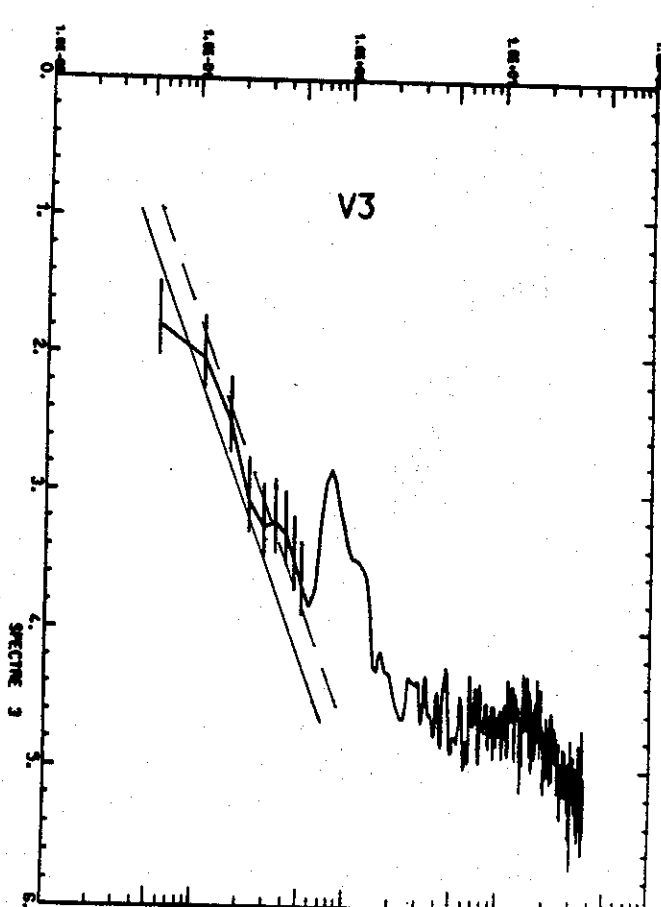
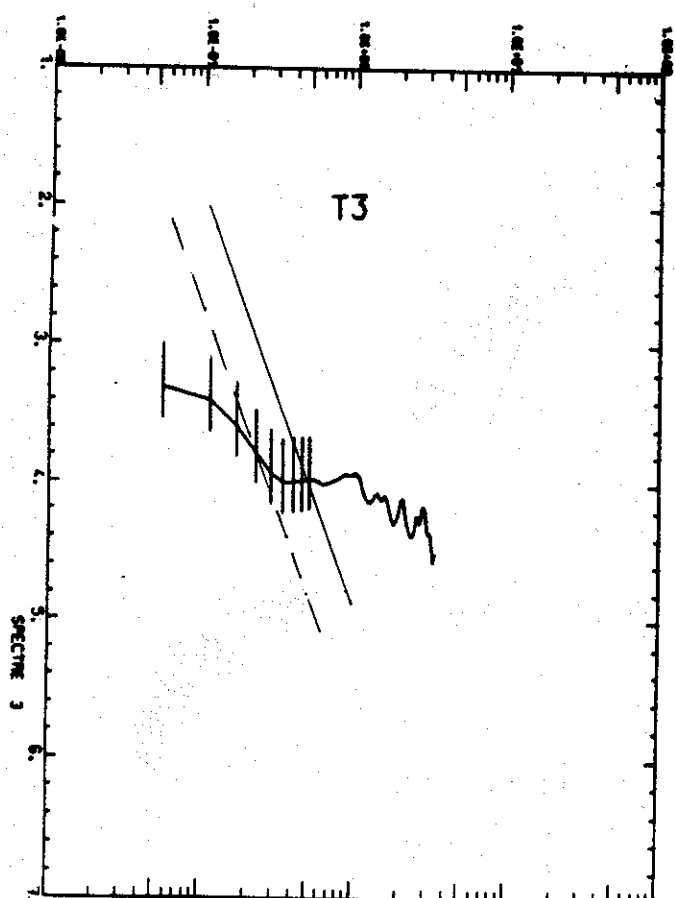
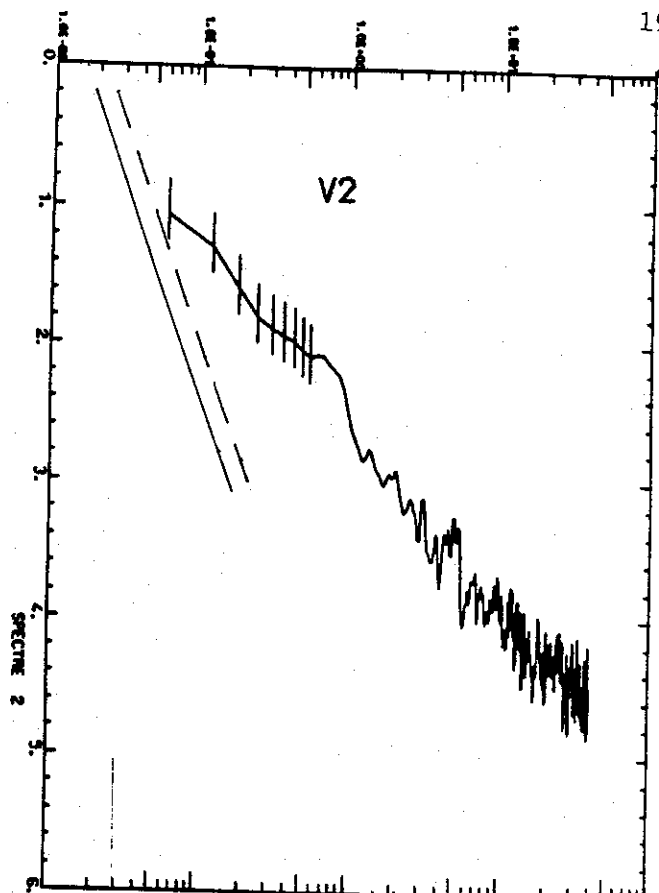
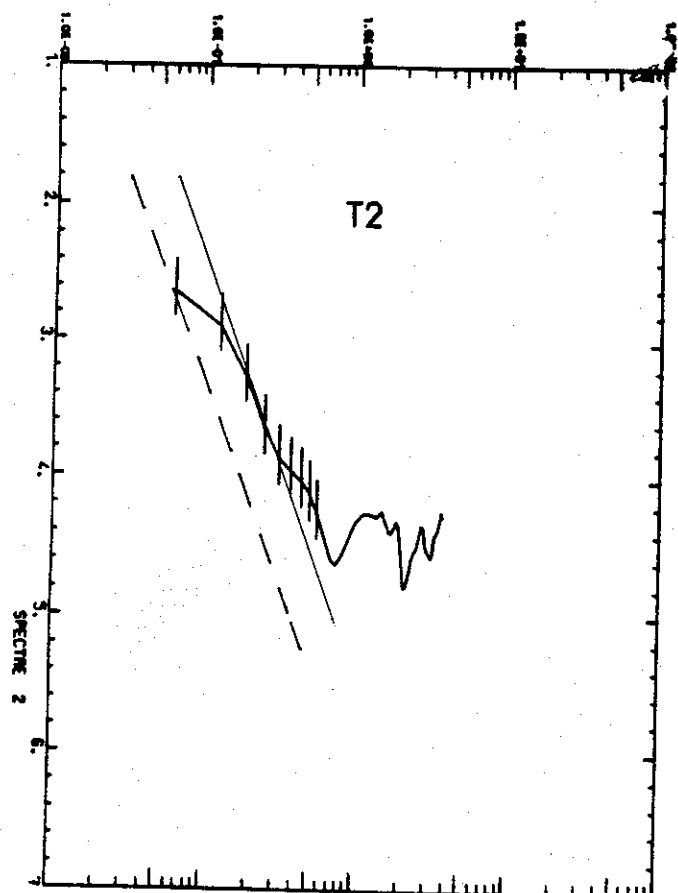
Cette annexe regroupe les 27 paires de spectres (température et vitesse verticale) dont il est question dans le chapitre IV. Les spectres sont présentés par paire, classés par altitude croissante. Les échelles adoptées sont uniformes pour toutes figures :

- Coordonnées log-log
- Abscisse = nombre d'onde k_z de 10^{-2} à 10^2 rad/m
- Ordonnée = densité spectrale de "puissance" dans la gamme
 10^{-7} à 10^{-1} $K^2/(\text{rad/m})$ pour la température
 10^{-6} à 1 $(\text{m/s})^2/(\text{rad/m})$ pour la vitesse verticale

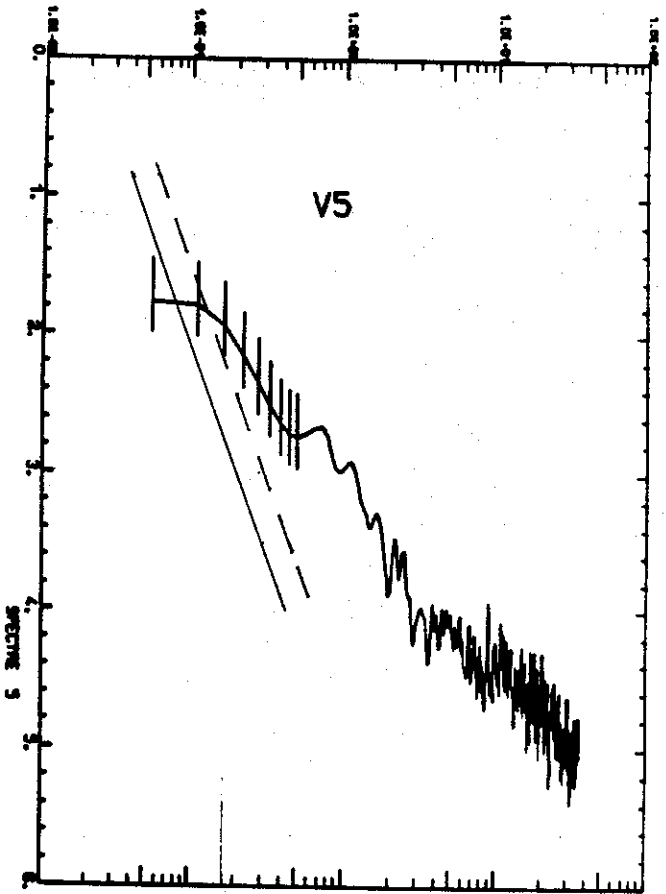
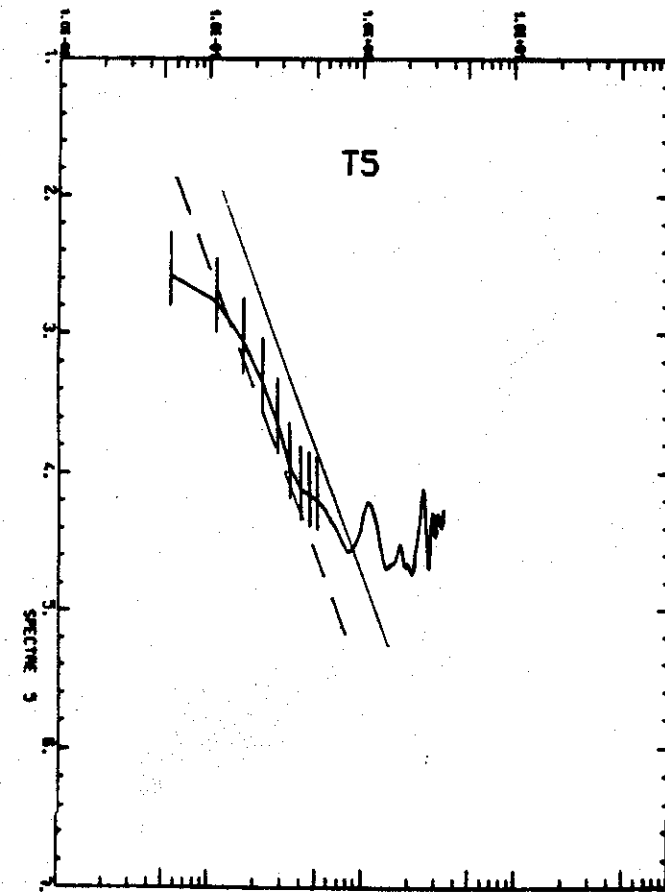
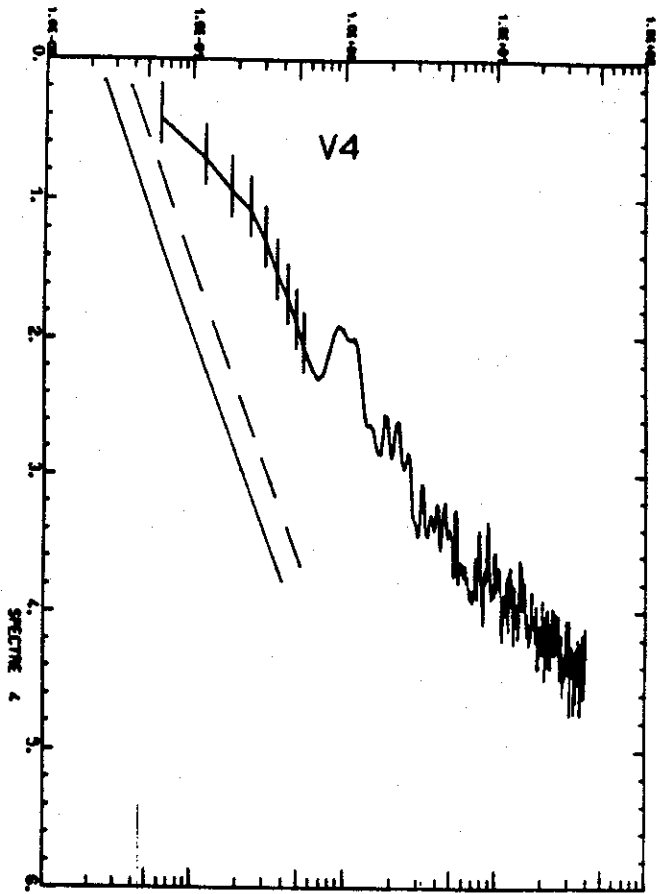
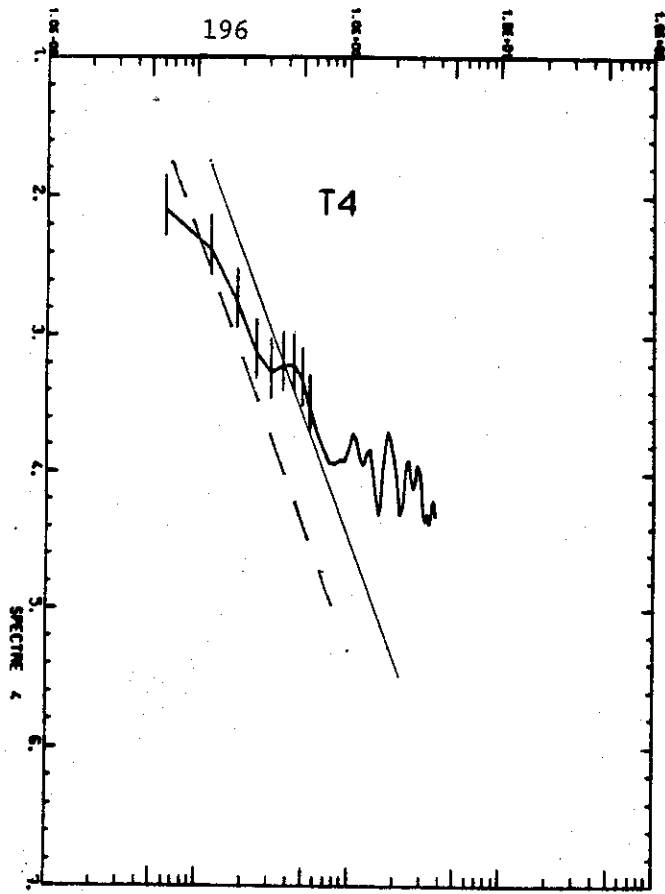
Ces caractéristiques sont résumées sur la partie supérieure de la première figure. Les spectres de température sont présentés corrigés de la constante de temps et leur partie haute fréquence est tronquée (portion de pente +2 due au bruit du capteur).

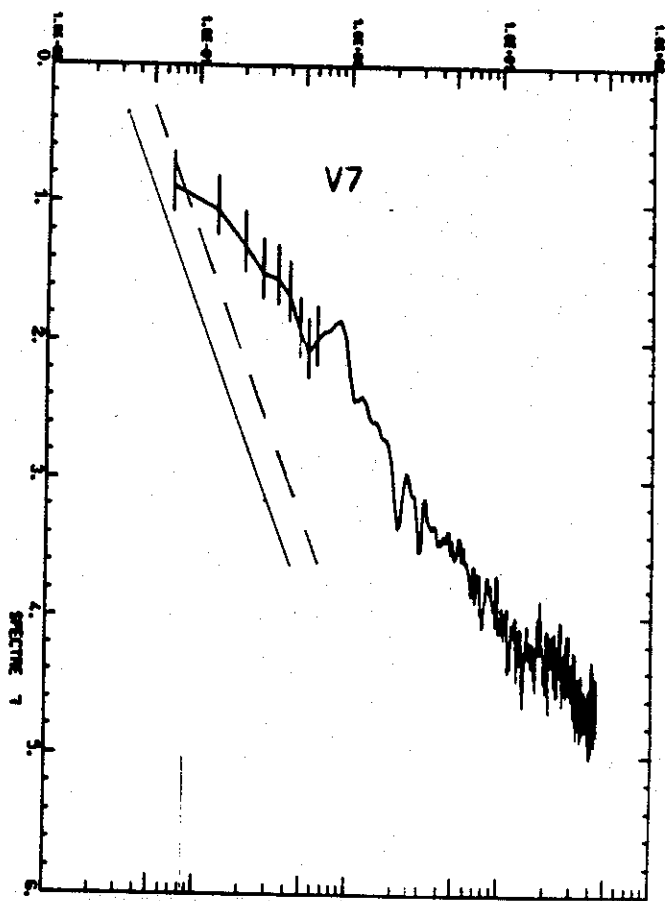
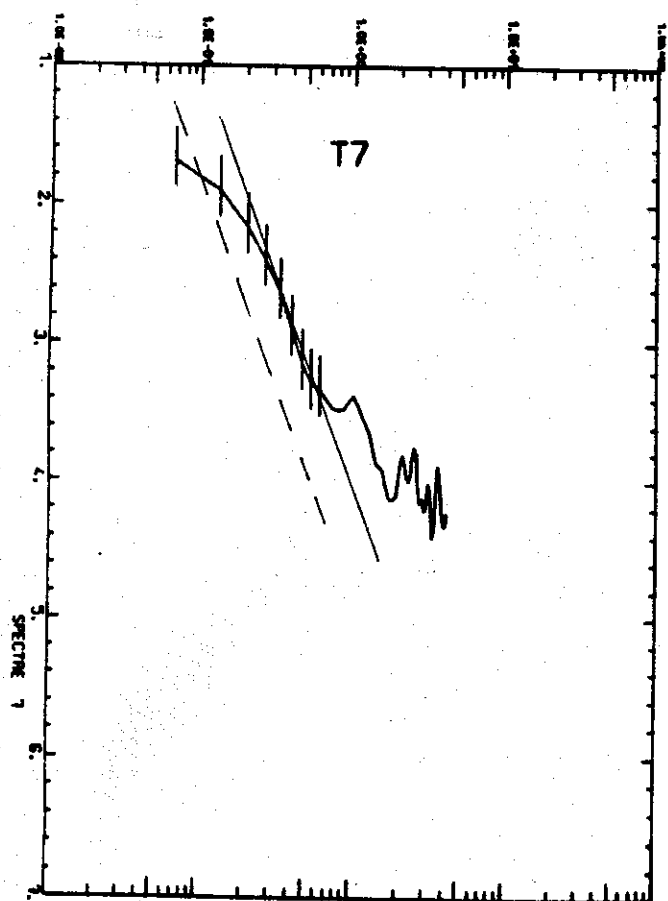
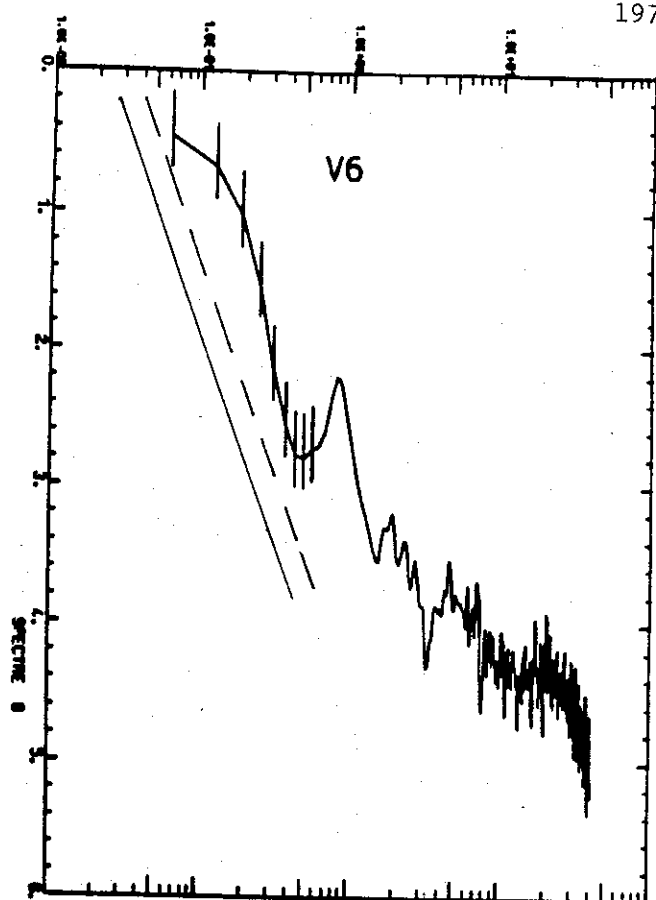
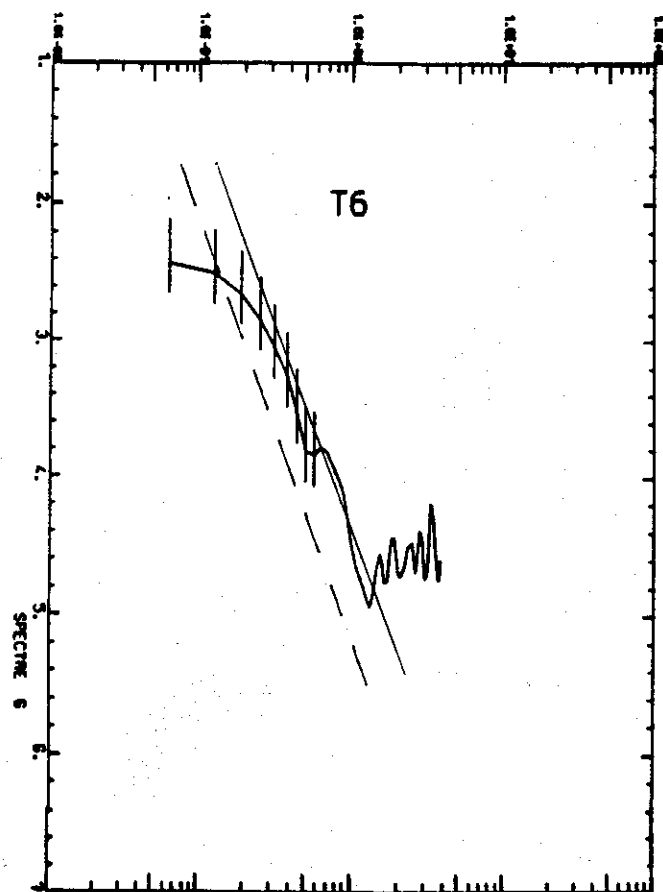
Les niveaux théoriques correspondants au modèle ondulatoire (en trait plein) et au modèle turbulent (B.R. en tirets) sont reportés sur chaque spectre (voir chapitre IV). Pour les spectres de température stratosphériques ces niveaux sont très voisins et seul le B.R. est représenté.

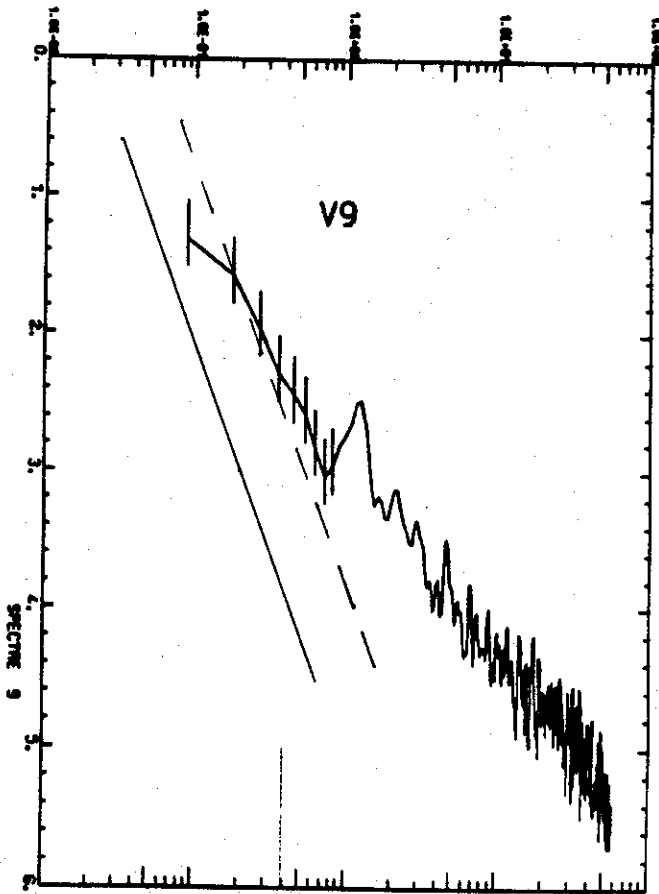
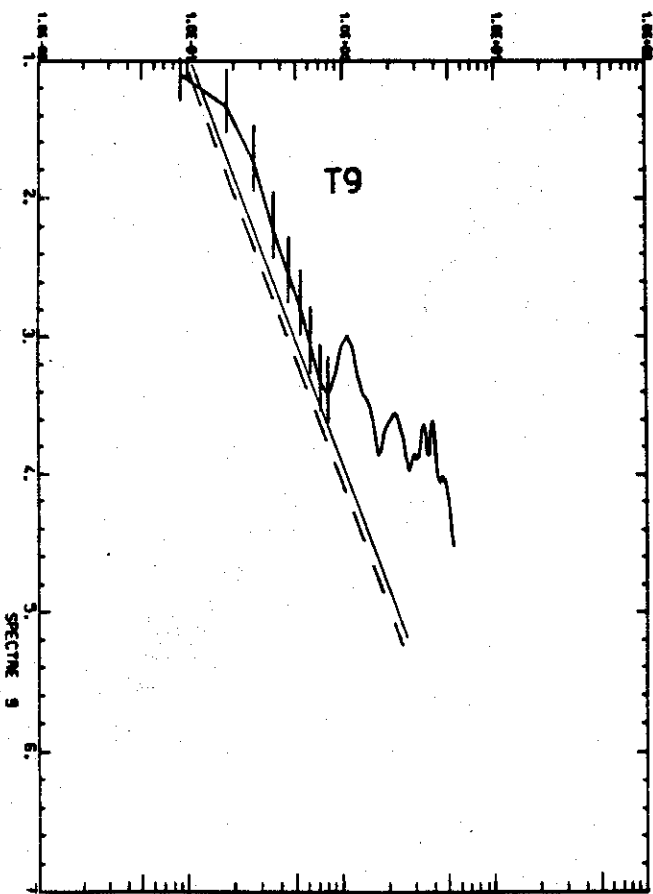
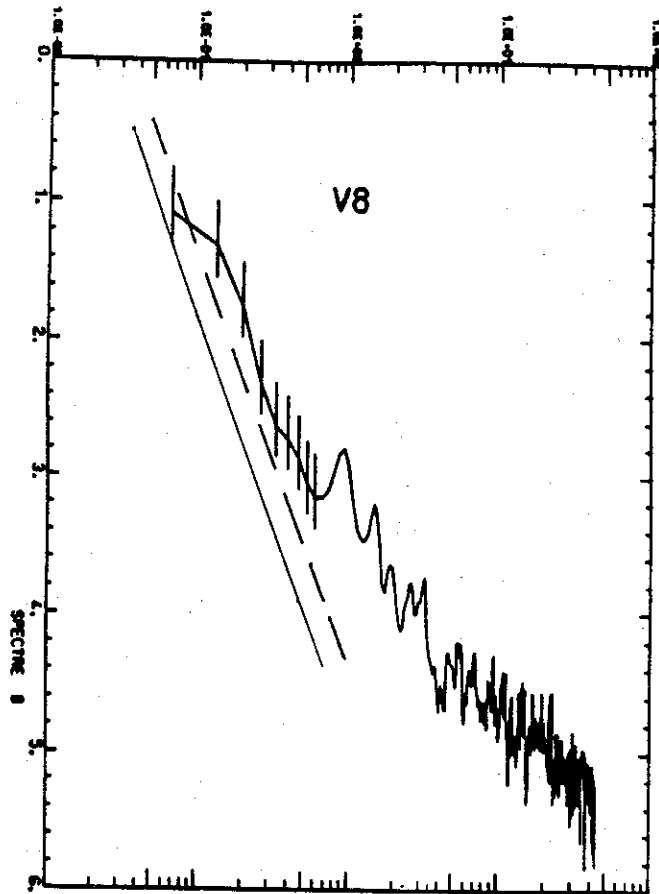
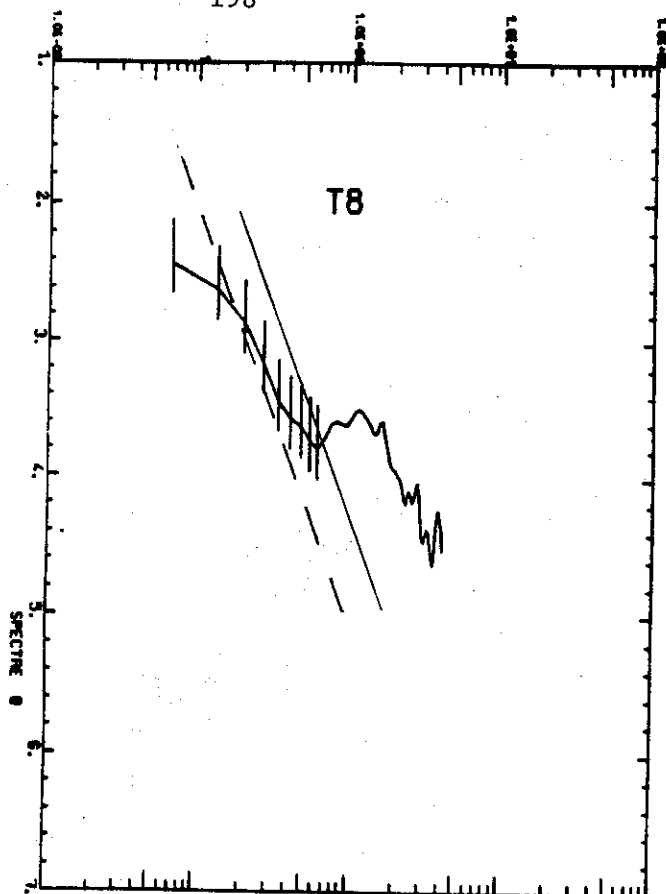


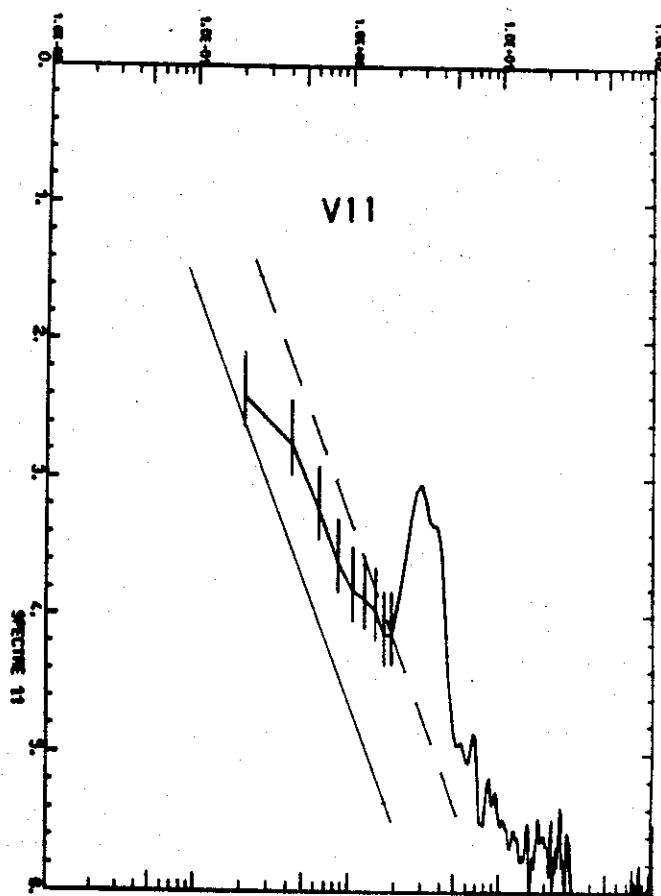
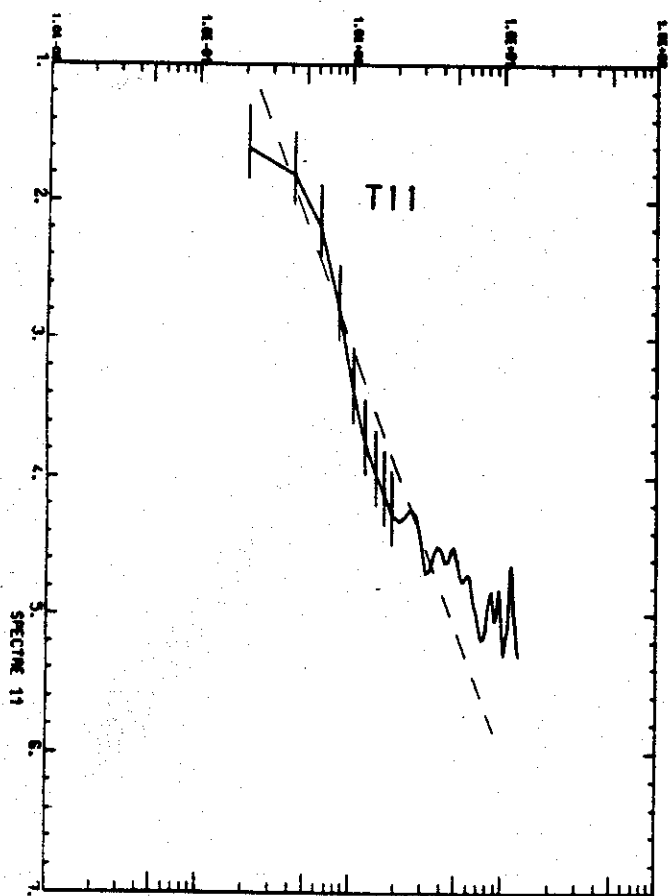
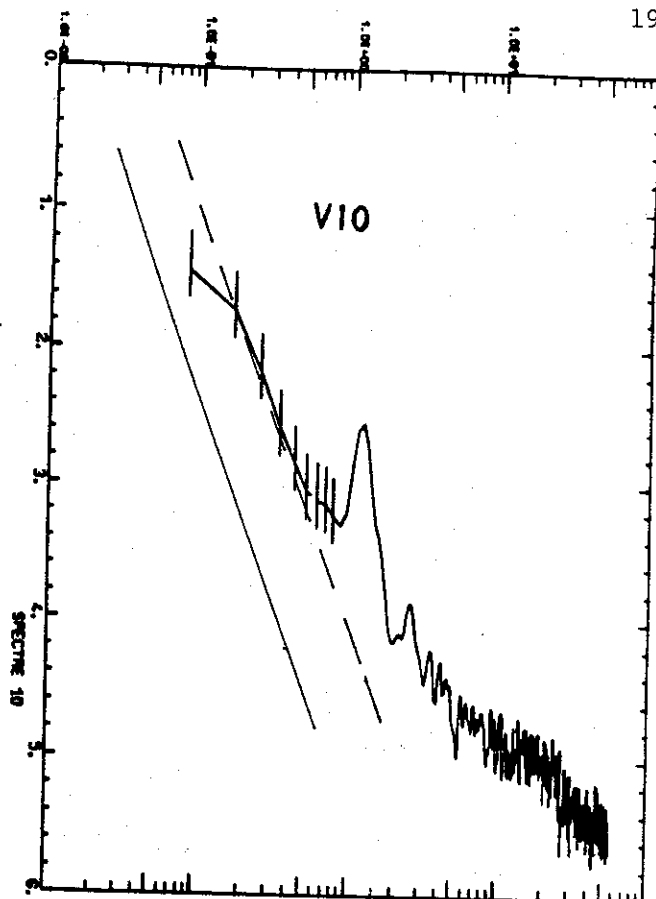
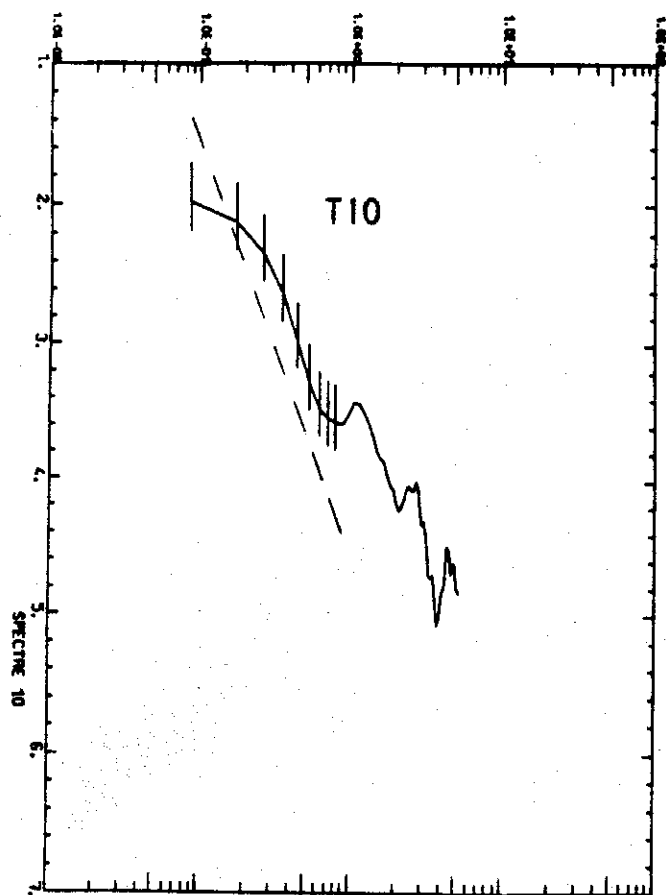


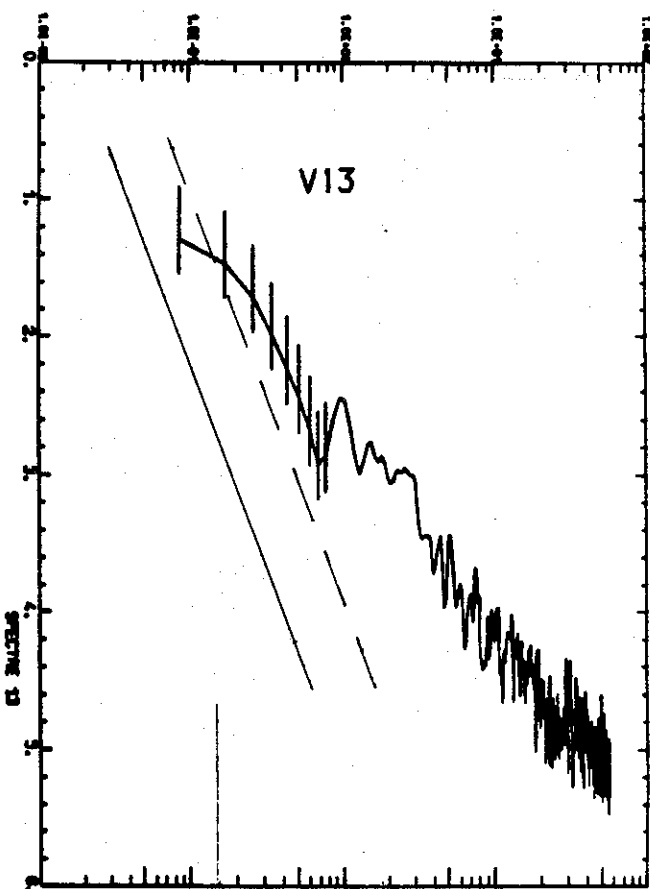
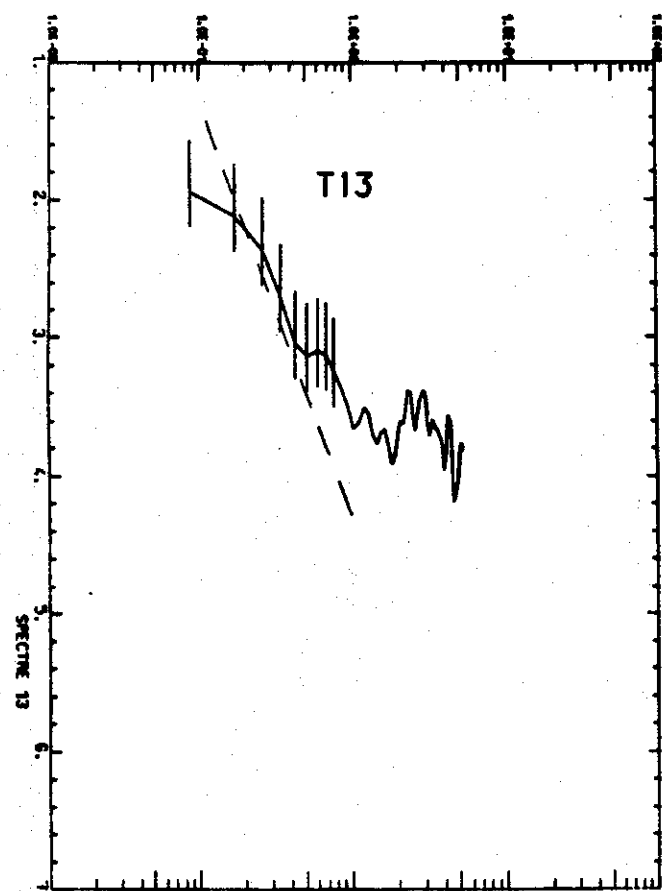
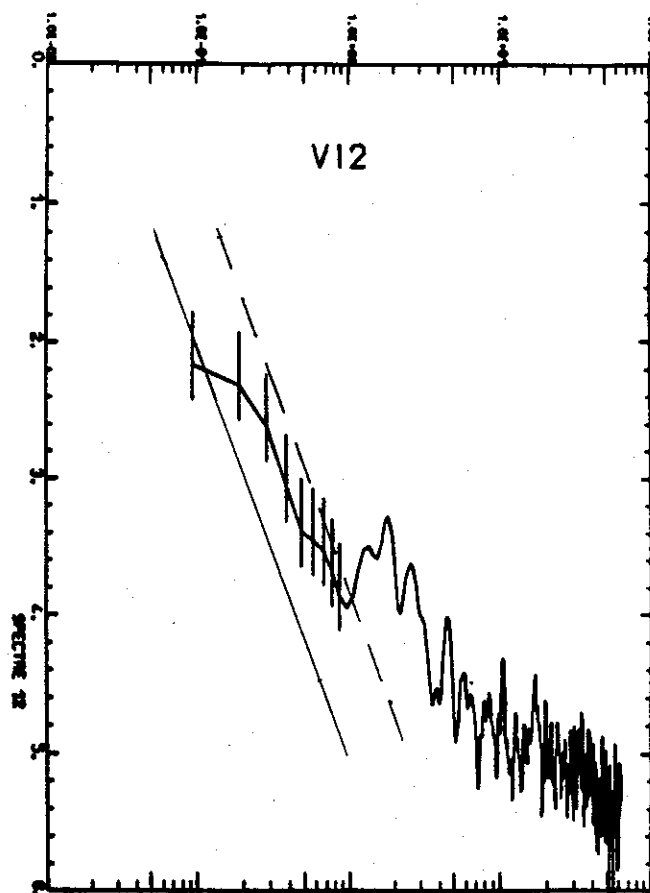
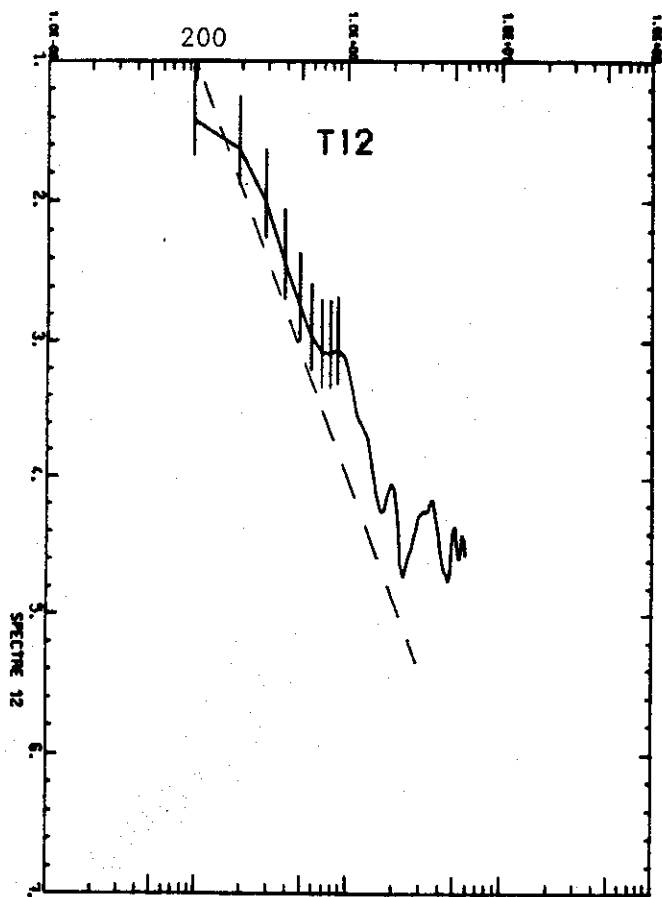
196

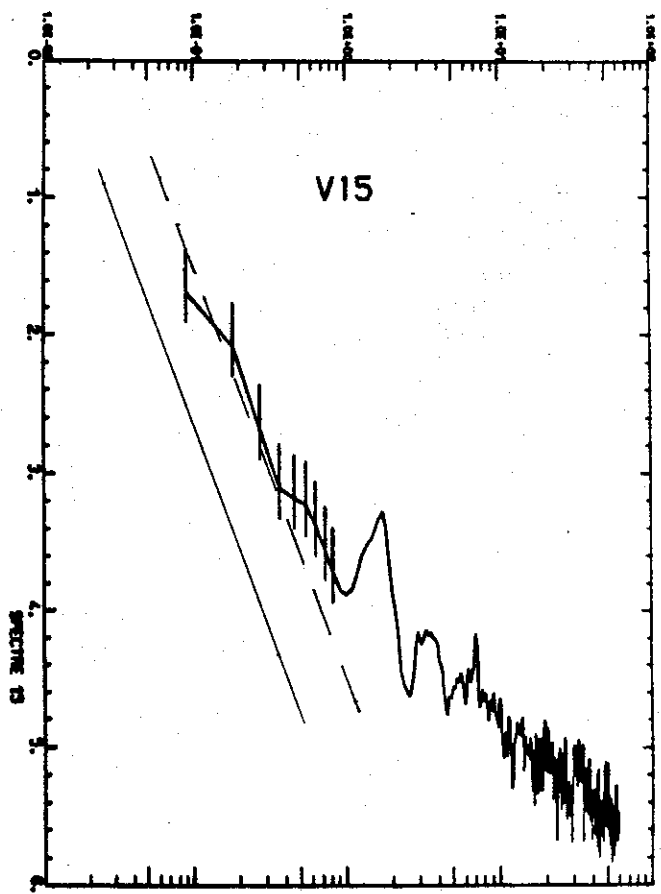
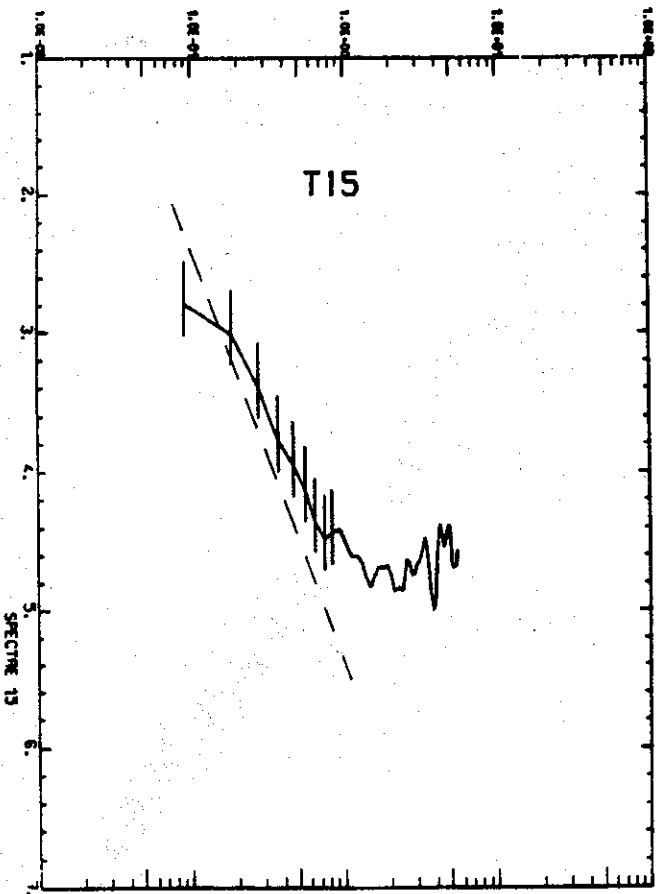
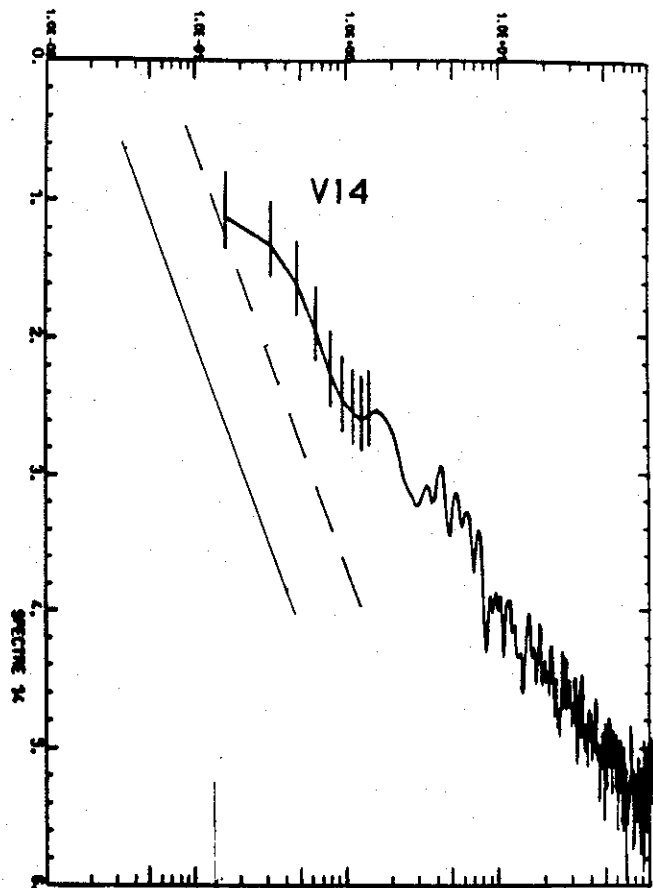
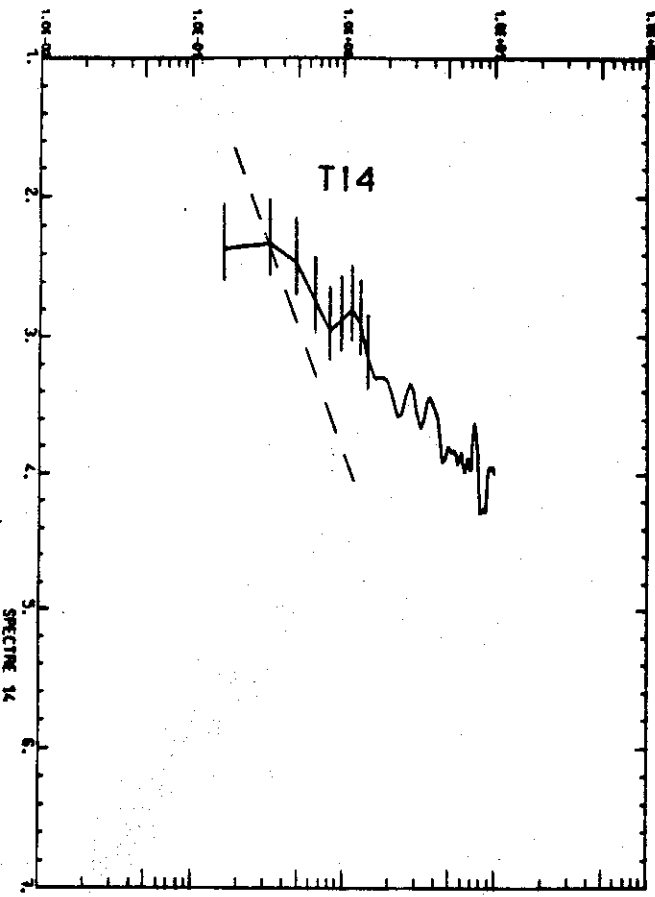


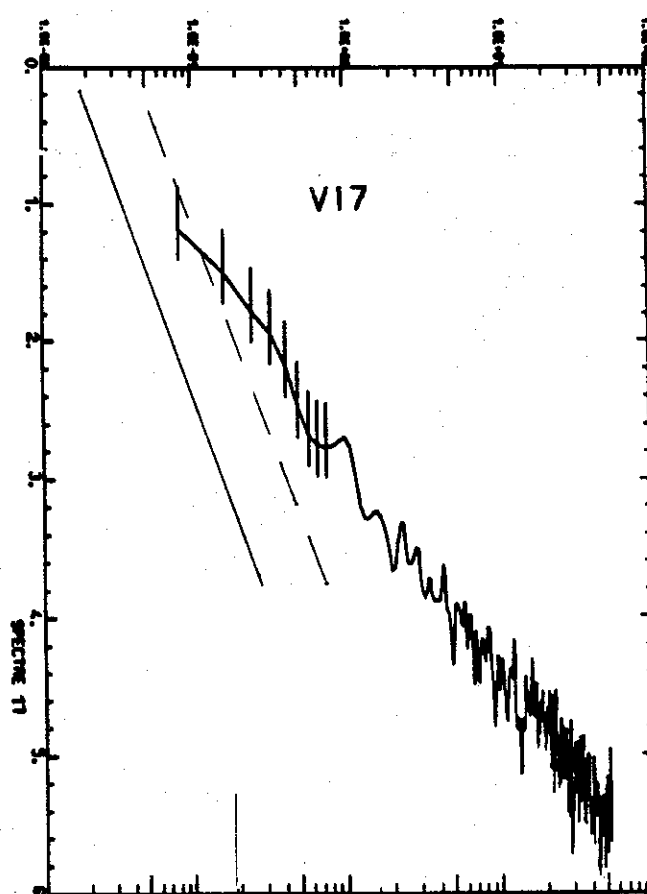
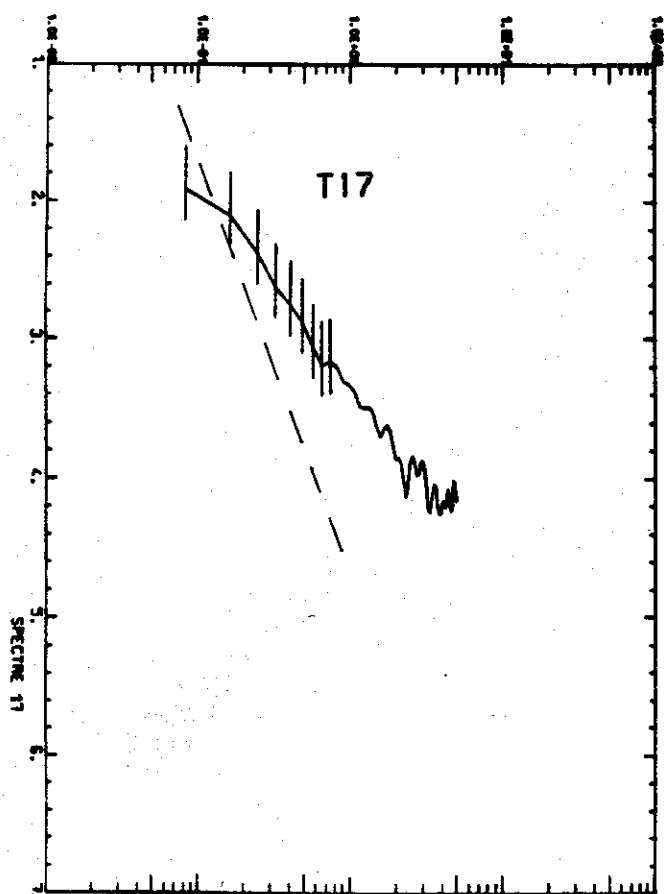
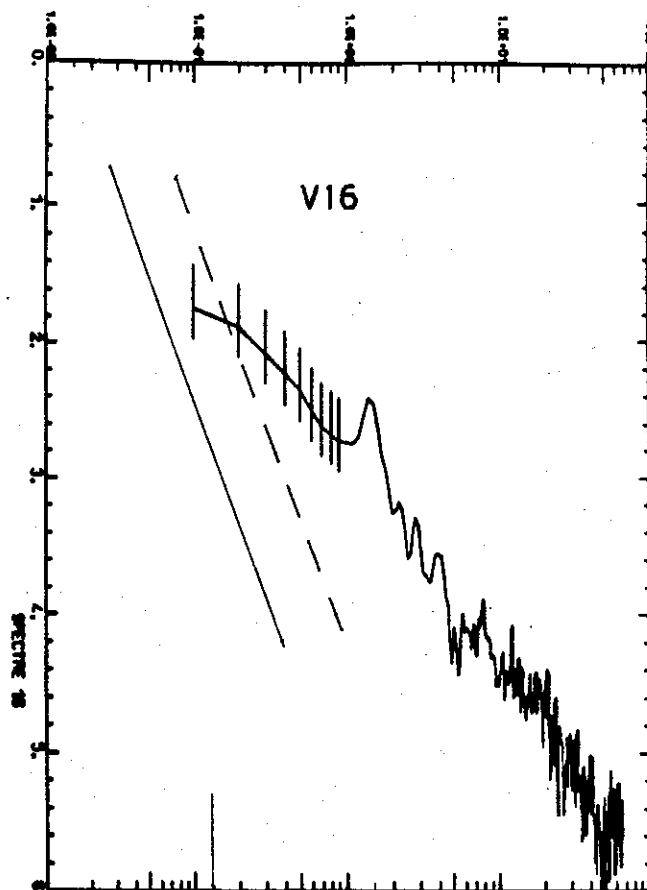
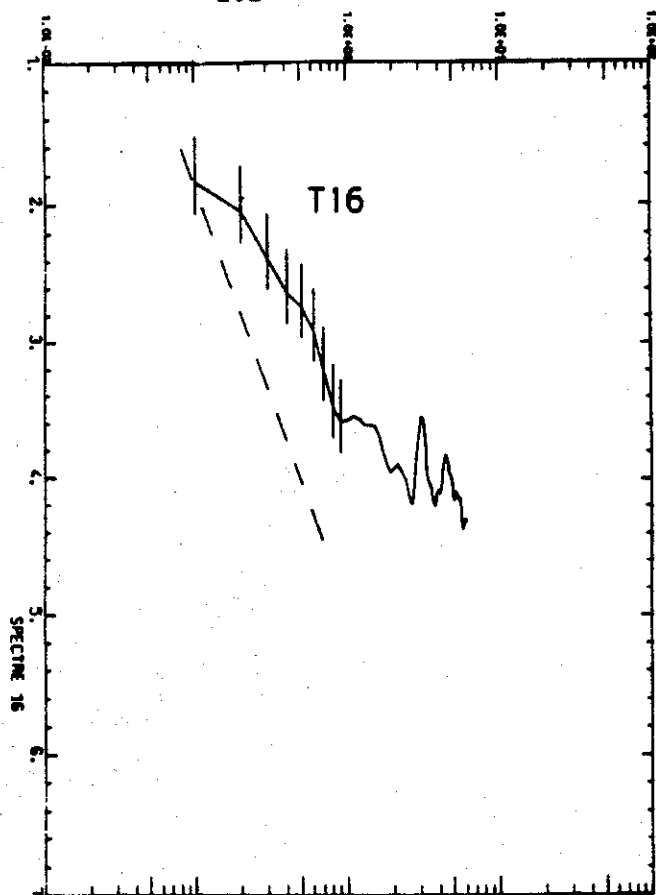


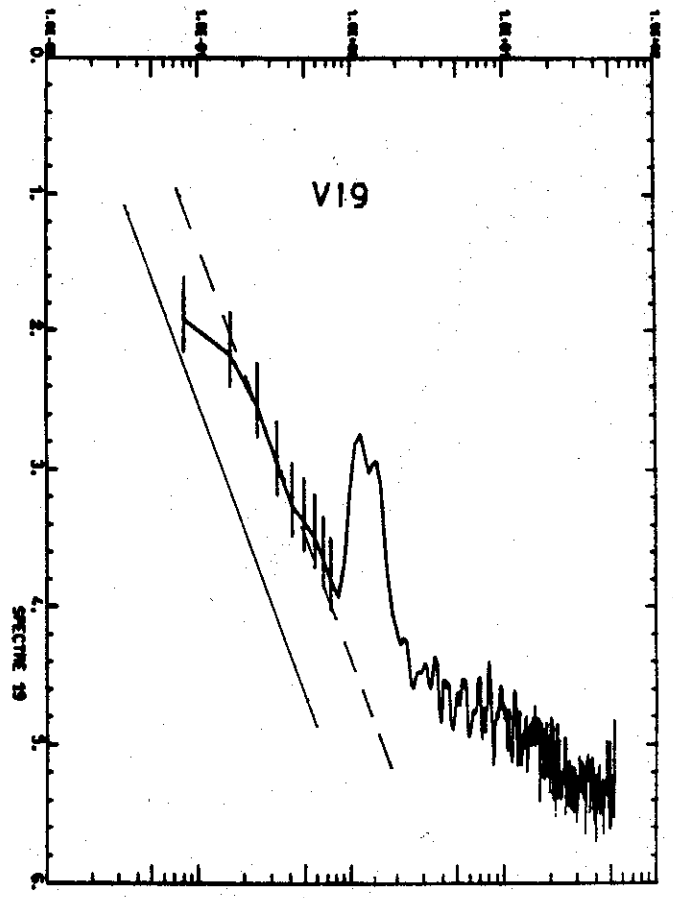
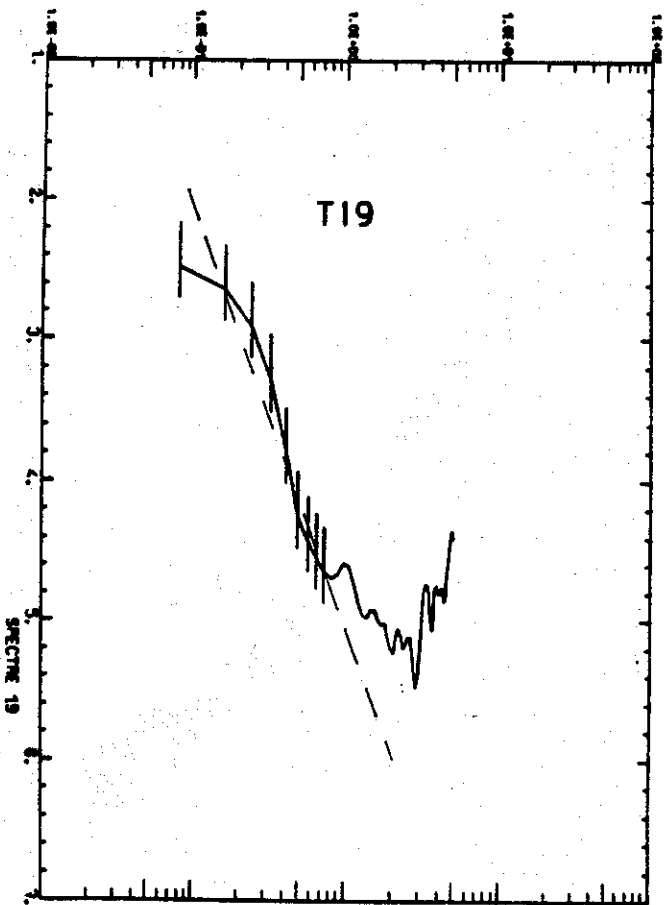
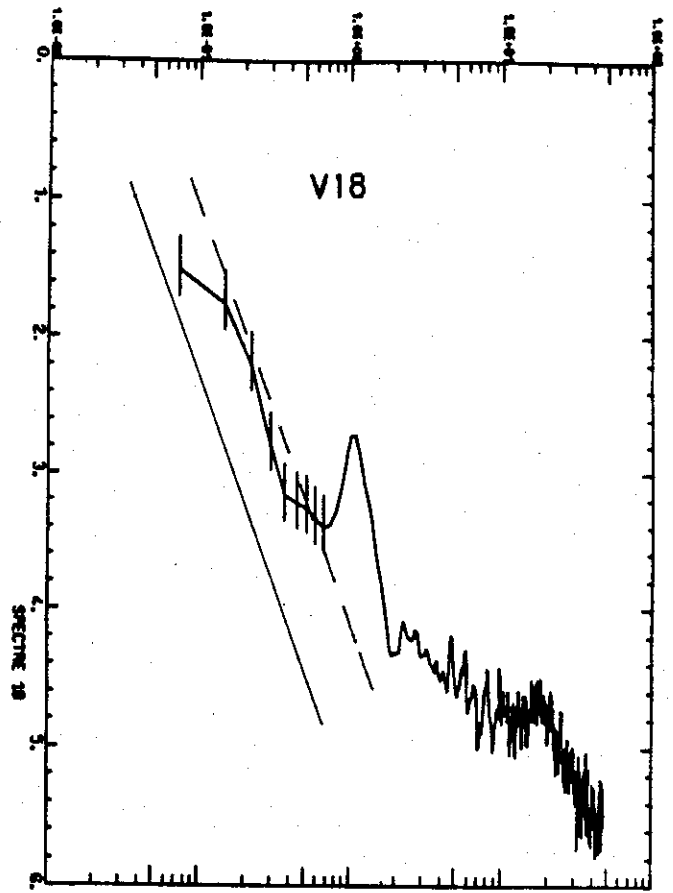
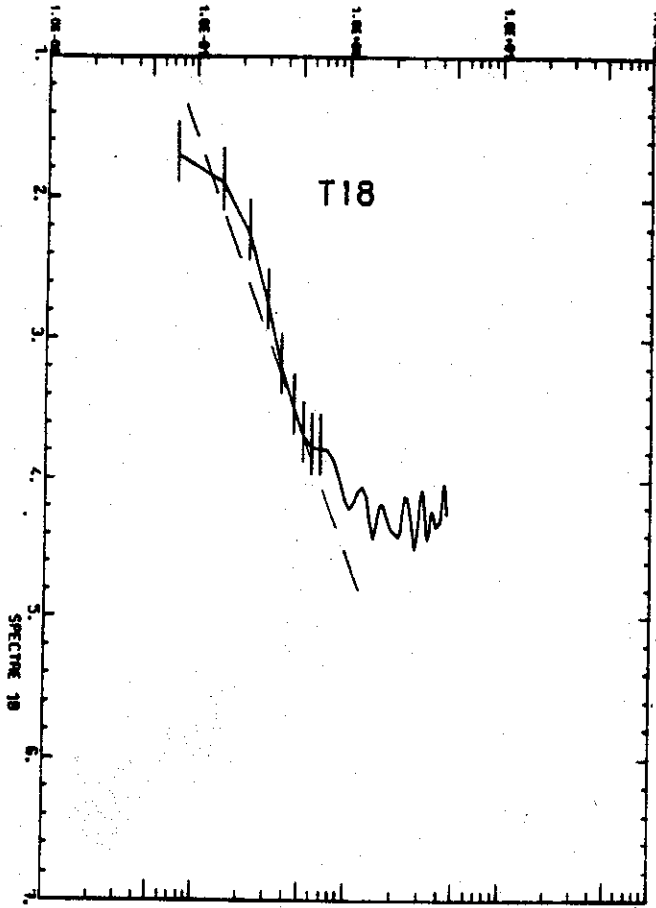


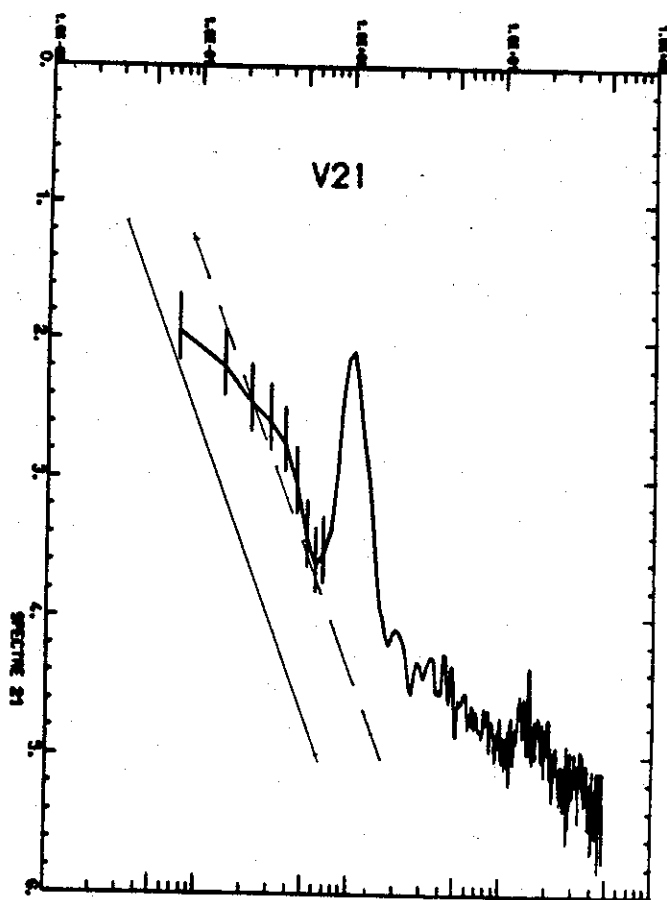
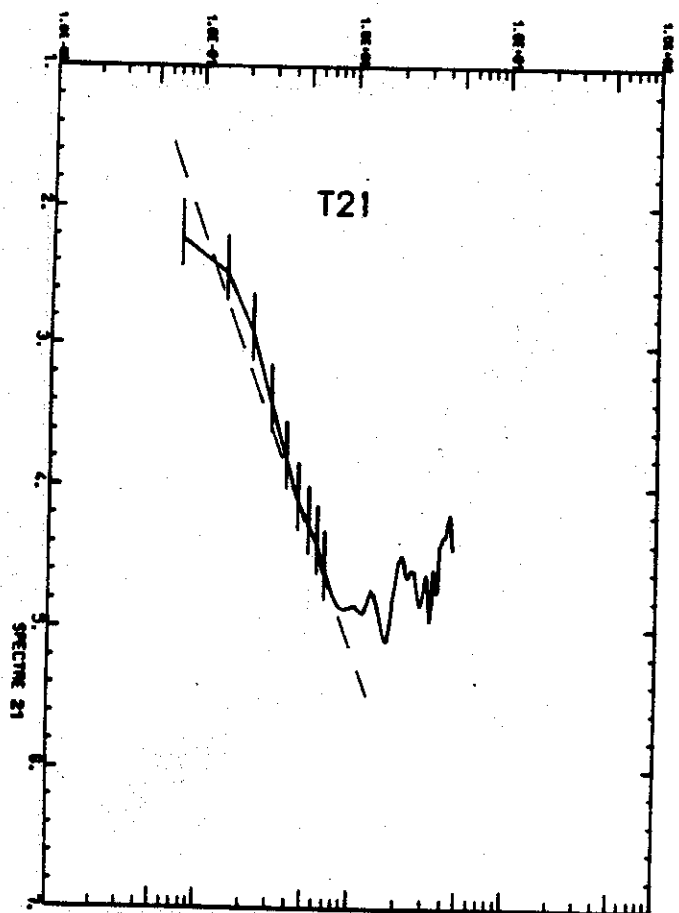
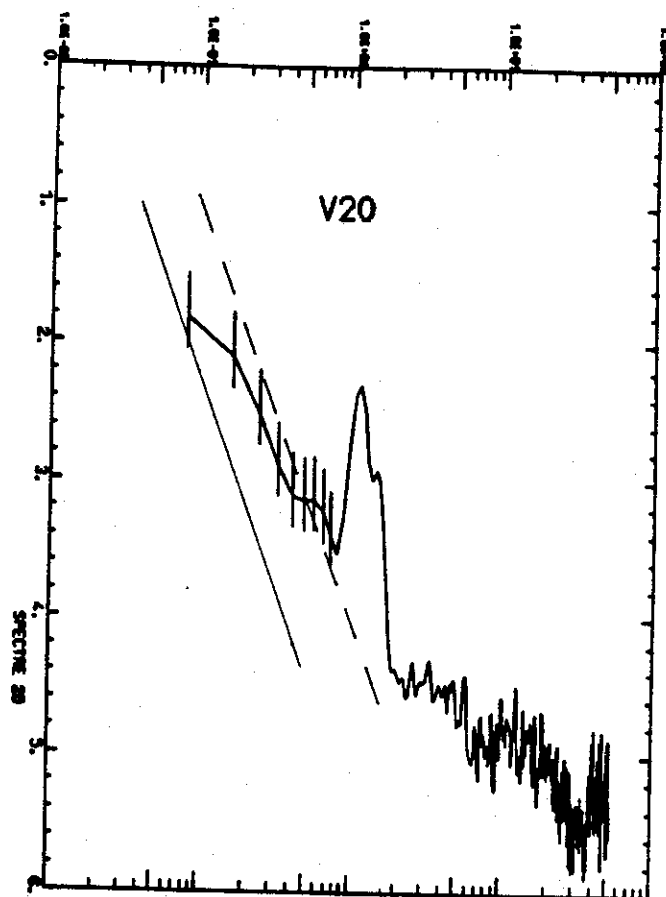
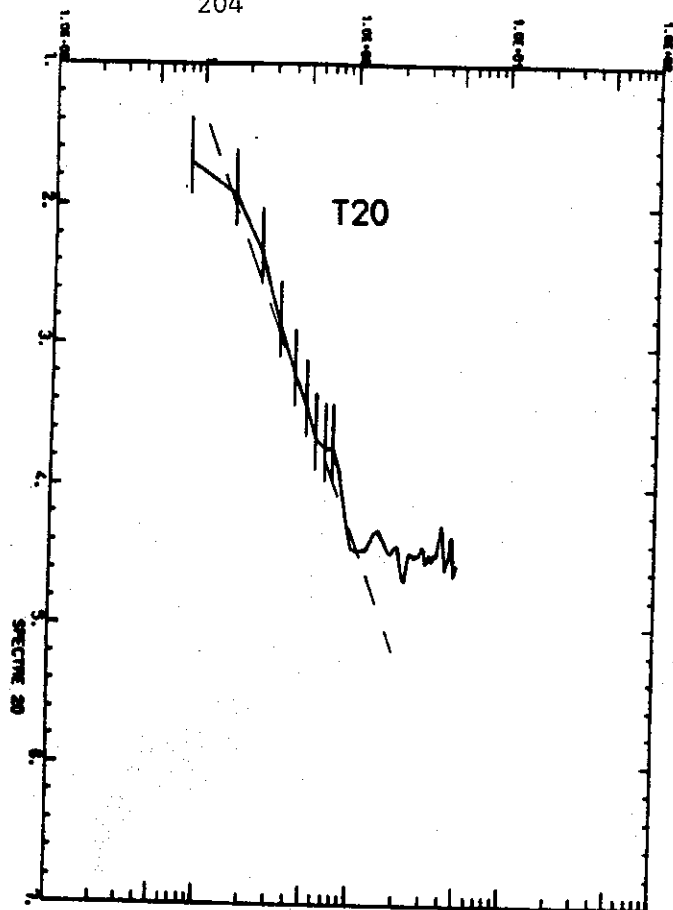


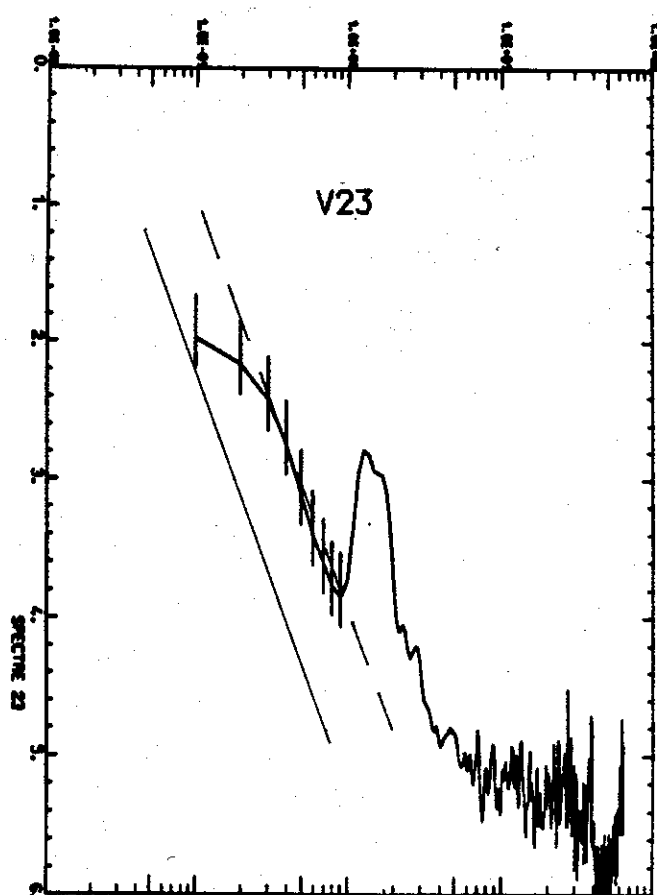
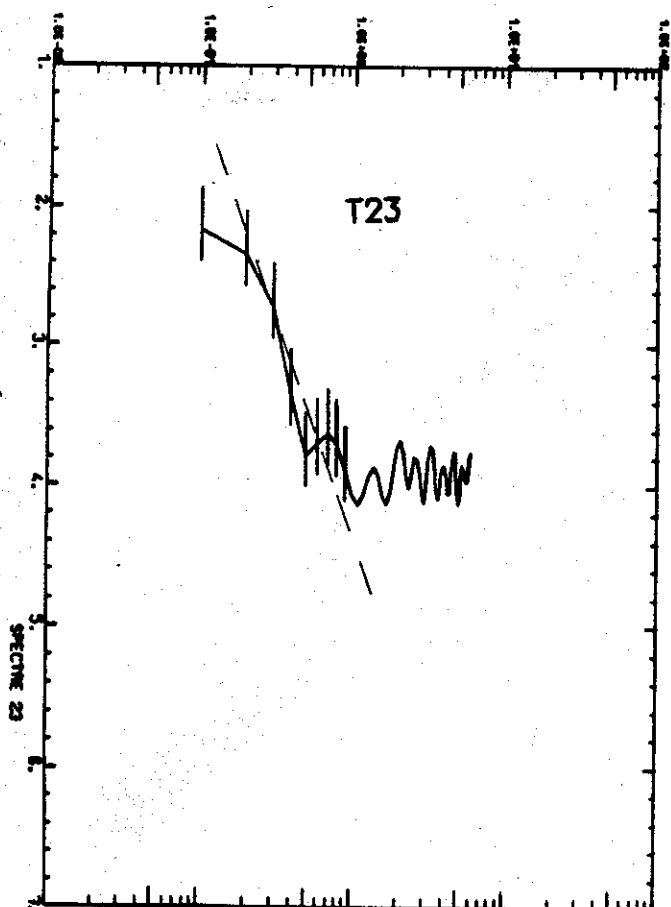
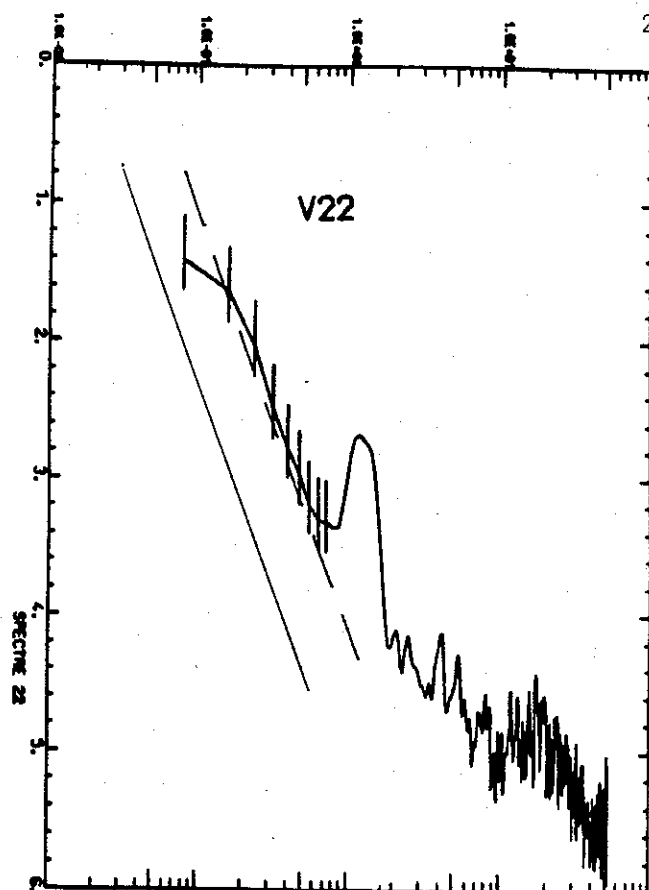
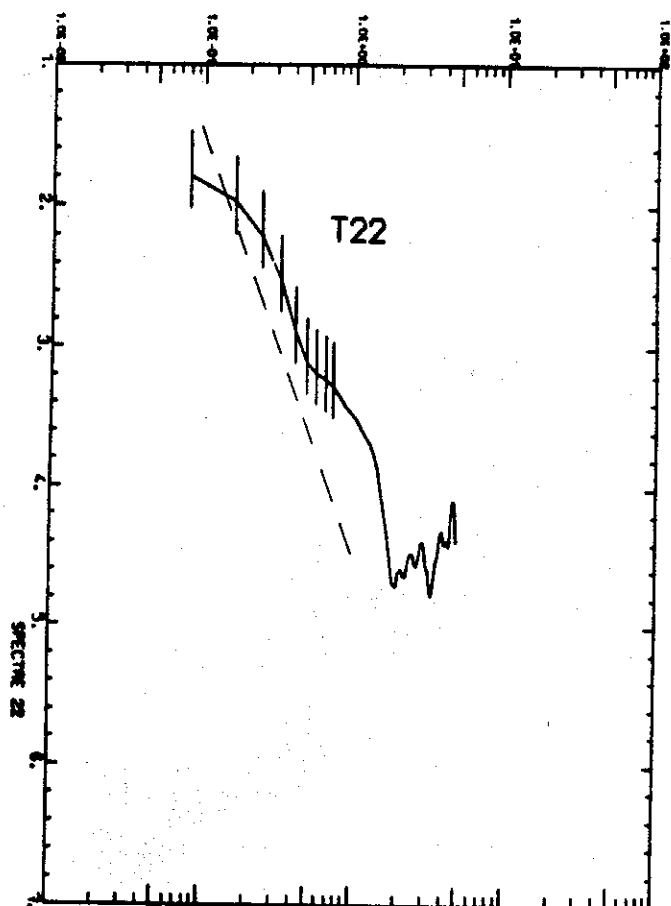


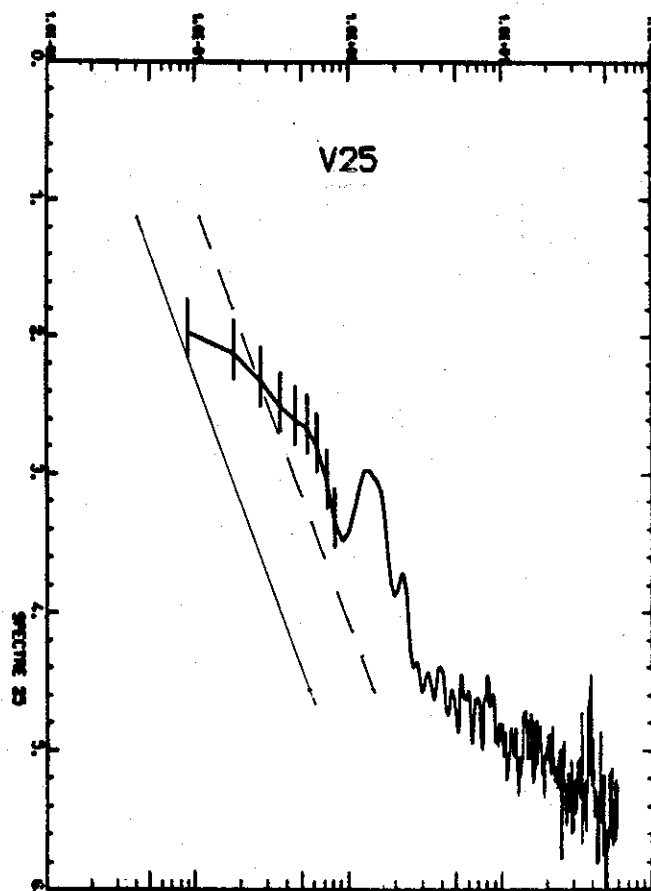
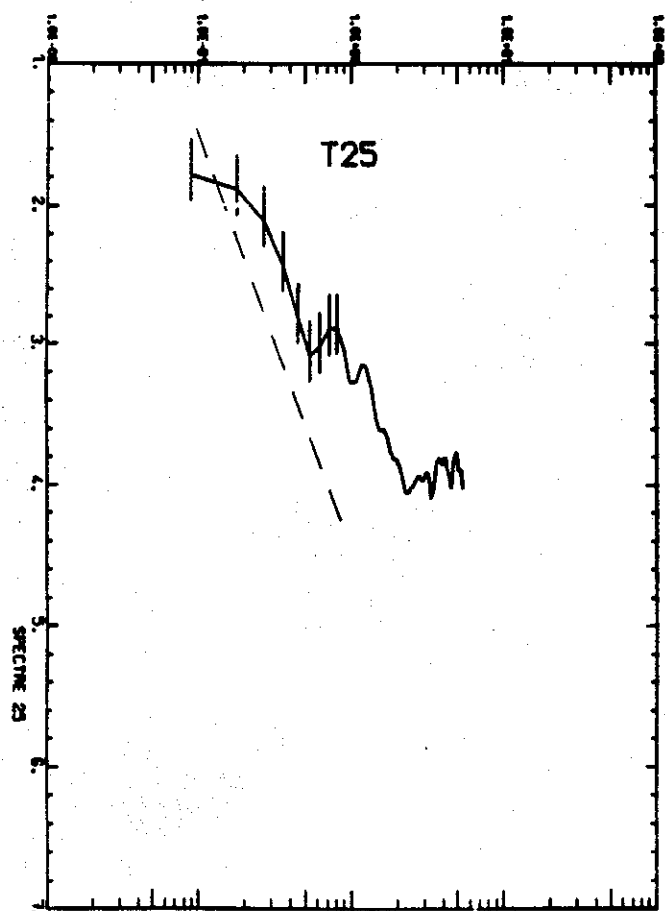
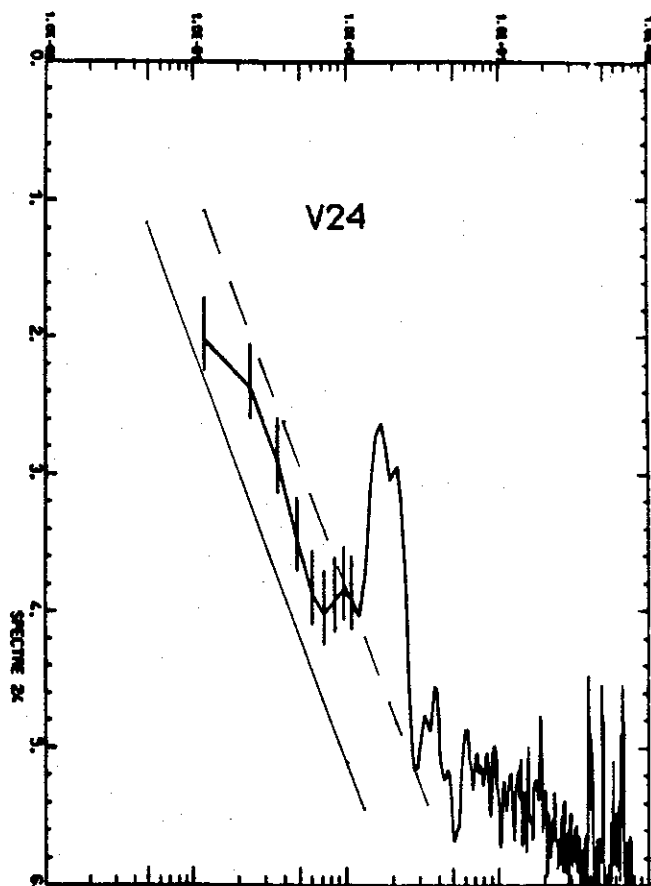
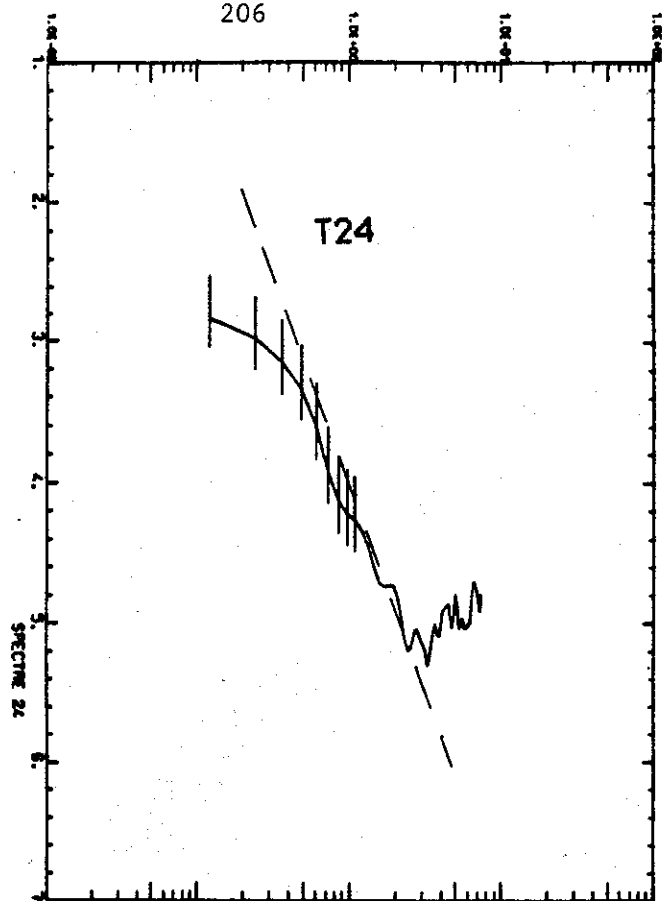


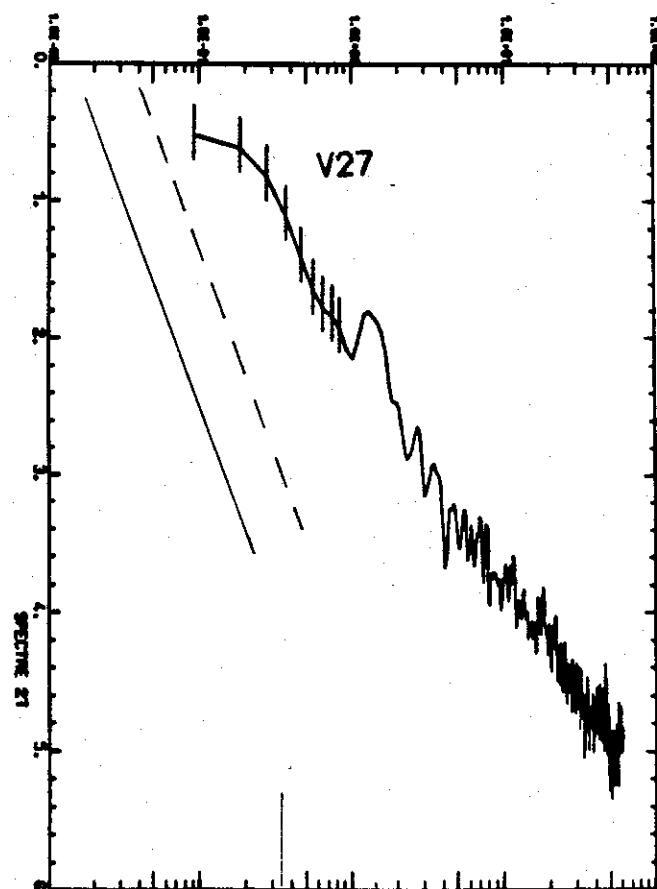
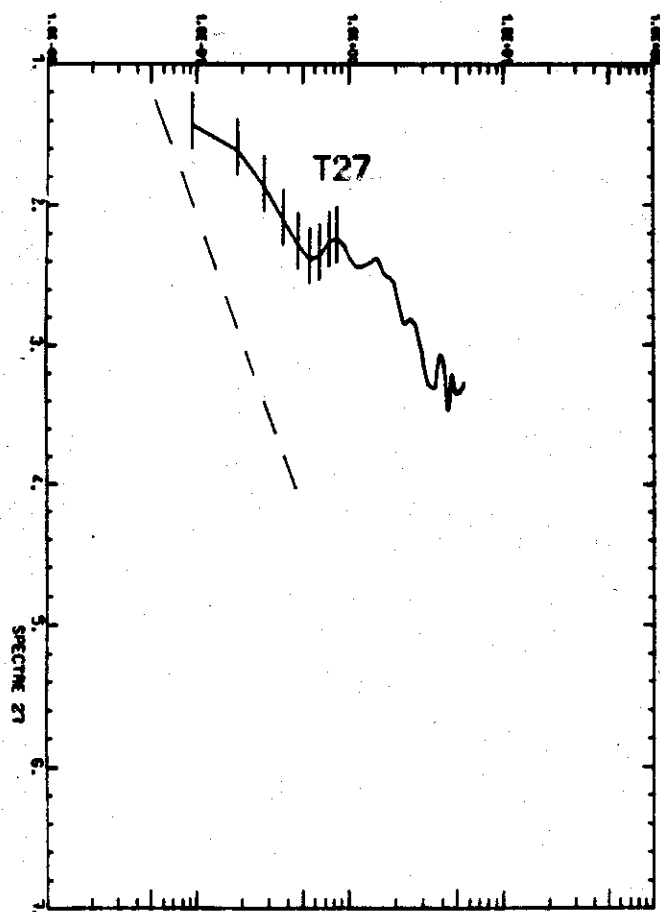
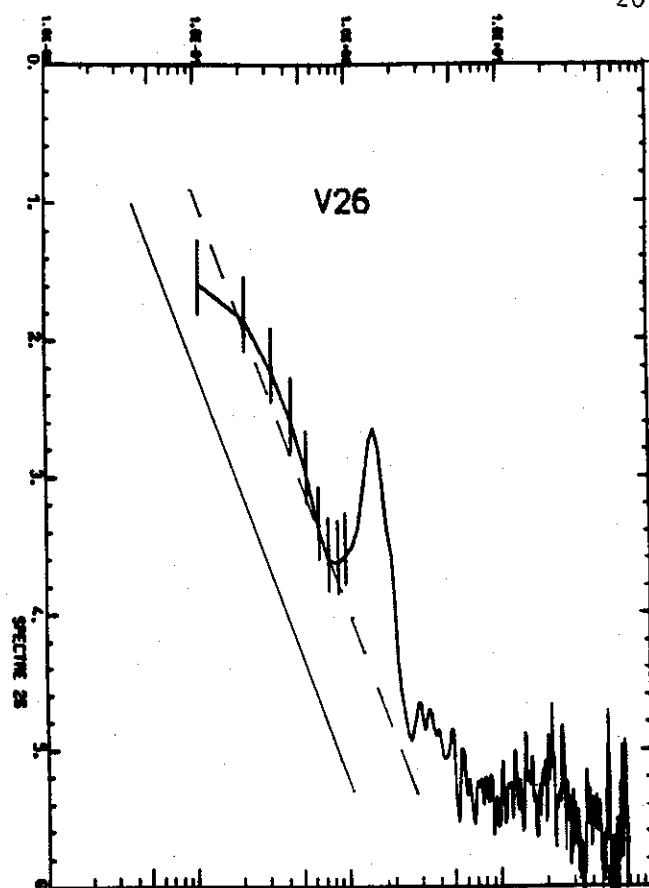
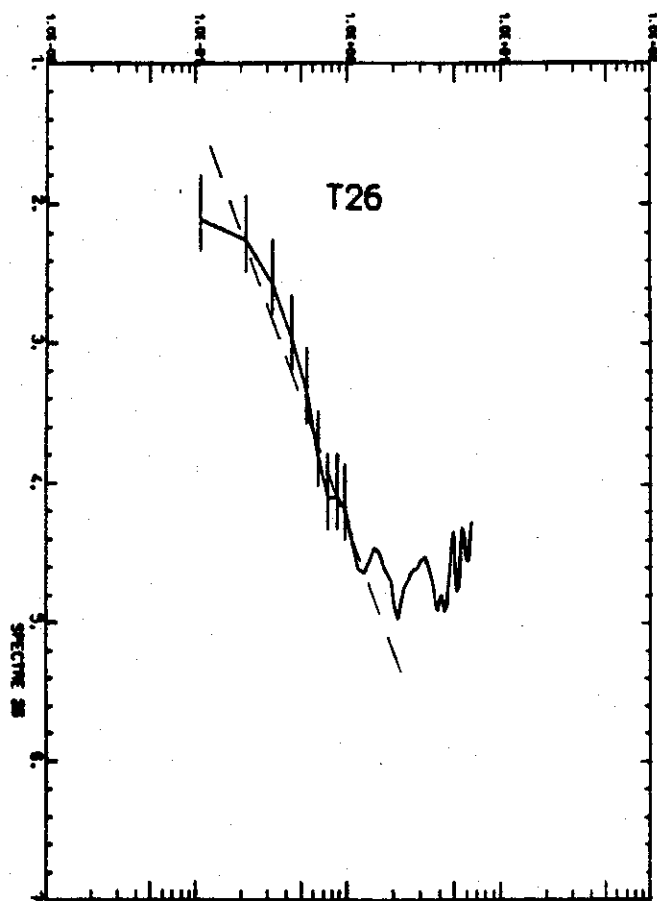












REFERENCES

- Barat J. 1982a. Some characteristics of C.A.T. in the middle stratosphere, *J. Atmos. Sci.*, 39, 2553-2564.
- Barat J. 1982b. Initial results from the use of ionic anemometers under stratospheric balloons : application to the high resolution analysis of stratospheric motions, *J. Applied Meteor.*, 21, 1489-1496.
- Barat J. 1982c. A high resolution ionic anemometer for boundary-layer measurements, *J. Applied Meteor.*, 21, 1480-1488.
- Barat J., Bertin F. 1984. Simultaneous measurements of temperature and velocity fluctuations within C.A.T. layers : Analysis of the estimate of dissipation rate by remote sensing technique, *J. Atmos. Sci.*, 41, 1613-1619.
- Barat J., Cot C., Sidi C. 1984. On the measurement of the turbulence dissipation rate from rising balloons, *J. Atmos. and Oceanic Technol.*, 1, 270-275.
- Billingsley F.C. 1979. Noise considerations in digital image processing hardware, *Topics in Applied Physics* (Springer-Verlag), vol 6.
- Caldwell D.R. 1983. Oceanic turbulence : Big bangs or continuous creation ? *J. Geophys. Res.*, 88, 7543-7550.
- Dalaudier F., Barat J., Bertin F., Brun E., Crochet M., Cuq F. 1985. Comparison between S.T. radar and in situ balloon measurements, *7th ESA symposium on European rocket and balloon programs and related research*, SP-229, 247-251.
- Desaubies Y., Smith W.K. 1982. Statistics of Richardson number and instability in oceanic internal waves, *J. Phys. Oceanog.*, 12, 1245-1259.
- Dickey T.D., Mellor G.L. 1980. Decaying turbulence in neutral and stratified fluids, *J. Fluid. Mech.*, 99, 13-31.
- Doviak R.J., Zrnic' D.S. 1984. Reflection and scatter formula for anisotropically turbulent air, *Radio Science*, 19, 325-336.
- Fritts D.C. 1984. Gravity waves saturation in the middle atmosphere : a review of theory and observations, *Rev. Geophys. Space Phys.*, 22, 275-308.
- Fritts D.C., Rastogi P.K. 1985. Convective and dynamical instabilities due to gravity waves motions in the lower and middle atmosphere : theory and observations, *Radio Science*, 20, 1247-1277.
- Gage K.S., Balsley B.B. 1980. On the scattering and reflection mechanisms contributing to clear air radar echoes from troposphere, stratosphere, and mesosphere, *Radio Science*, 15, 243-257.
- Gage K.S., Ecklund W.L., Balsley B.B. 1985. A modified Fresnel scattering model for the parametrization of Fresnel returns, *Radio Science*, 20, 1493-1501.
- Garett C., Munk W. 1975. Space-time scales of internal waves : a progress report, *J. Geophys. Res.*, 80, 291-297.

- Gargett A.E. 1985. Evolution of scalar spectra with the decay of turbulence in a stratified fluid, *J. Fluid Mech.*, 159, 379-407.
- Gargett A.E., Osborn T.R., Nasmyth P.W. 1984. Local isotropy and the decay of turbulence in a stratified fluid, *J. Fluid Mech.*, 144, 231-280.
- Gibson C.H. 1980. Fossile temperature, salinity, and vorticity turbulence in the ocean, *Marine Turbulence* (Elsevier), 221-257.
- Gibson C.H. 1981. Fossile turbulence and internal waves, *Non linear properties of internal waves* (AIP Conference Proceeding n° 76), 159-179.
- Gossard E.E., Gaynard J.E., Zamora R.J., Neff W.D. 1985. Fine structure of elevated stable layers observed by sounder and in situ tower sensors, *J. Atmos. Sci.*, 42, 2156-2169.
- Green J.L., Gage K.S. 1985. A reexamination of the range resolution dependance of backscattered power observed by VHF radars at vertical incidence, *Radio Science*, 20, 1001-1005.
- Green J.L., Gage K.S., VanZandt T.E. 1979. Atmospheric measurements by V.H.F. pulsed Doppler radar, *I.E.E.E. Transactions on Geoscience Electronics*, GE17, 262-280.
- Hayes S.P., Joyce T.M., Millard R.C. 1975. Measurements of vertical fine structure in the Sargasso sea, *J. Geophys. Res.*, 80, 314-319.
- Hinze J.O. 1975. *Turbulence*, Mc Graw Hill.
- Holton J.R. 1979. An introduction to dynamic meteorology (second edition), *Academic Press*.
- Jenkins G.M., Watts D.G. 1968. *Spectral analysis and its applications*, 525 pp Holden Day.
- Kolmogoroff A.N. 1941. The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds number, *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, 30, 301-305.
- Kutateladze S.S. 1963. *Fundamentals of heat transfer*, Edward Arnold London.
- Landau L., Lifchitz E. 1969. *Mécanique* (3ème édition) Editions MIR, Moscou.
- Larsen S.E., Olesen H.R., Horjstrup J. 1985. Parametrization of the low part of spectra of horizontal velocity components in the stable surface boundary layer, *Turbulence and diffusion in stable environments* (Clarendon Press), 181-204.
- Lilly D.K. 1983. Stratified turbulence and the mesoscale variability of the atmosphere, *J. Atmos. Sci.*, 40, 749-761.
- Lumley J.L. 1964. The spectrum of nearly inertial turbulence in a stably stratified fluid, *J. Atmos. Sci.*, 21, 99-102.

- Mc Pharden M.J. 1985. Fine-structure variability observed in CTD measurements from the central equatorial pacific, *J. Geophys. Res.*, 90, 11726-11740.
- Metals O. 1985. Influence of stable stratification on three-dimensional isotropic turbulence, *5th Symposium on turbulent sheer flow*, Cornell University.
- Monin A.S., Yaglom A.M. 1971. Statistical fluid mechanics : mechanics of turbulence, MIT Press, vol 1.
- Riley J., Metcalfe R.W., Weissman M.A. 1981. Direct numerical simulation of homogeneous turbulence in density-stratified fluids, *Non linear properties of internal waves* (AIP Conference Proceeding, n° 76), 79-112.
- Sato T., Woodman R.F. 1982. Fine altitude resolution observation of stratospheric turbulent layers by the Arecibo 430 MHz radar, *J. Atmos. Sci.*, 39, 2546-2552.
- Sazontov A.G. 1979. The similarity relation and turbulence spectra in a stratified medium, *Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics*, 15, 566-570.
- Shur G.H. 1962. Experimental studies of the energy spectrum of atmospheric turbulence, *Proc. Central Aerolog. Obser. USSR*, 43, 79-90.
- Sidi C., Lefrère J., Dalaudier F., Barat J. 1988. An improved atmospheric buoyancy wave spectrum model, *J. Geophys. Res.* (accepted).
- Stillinger D.C., Helland K.N., Van Atta C.W. 1983. Experiments on the transition of homogeneous turbulence to internal waves in a stratified fluid, *J. Fluid Mach.*, 131, 91-122.
- Tatarski V.I. 1961. Wave propagation in a turbulent medium *Mc Graw Hill* (New-York).
- Tatarski V.I. 1971. The effect of the turbulent atmosphere on wave propagation, *Israel Program for Scientific Translation* (Jerusalem).
- Tchen C.M. 1975. Cascade theory of turbulence in stratified medium, *Tellus* 27, 1-13.
- Tennekes H., Lumley J.L. 1972. A first course in turbulence (seventh edition), *MIT Press*.
- VanZandt T.E. 1982. A universal spectrum of buoyancy waves in the atmosphere, *Geophys. Res. Lett.*, 9, 575-578.
- VanZandt T.E., Vincent R.A. 1983. Is VHF Fresnel reflectivity due to low frequency buoyancy waves ? *Map Handbook*, 9, 78-80.
- Waterman A.T., Hu T.Z., Czechowsky P., Röttger J. 1985. Measurement of anisotropic permittivity structure of upper troposphere with clear air radar, *Radio Science*, 20, 1580-1592.

- Weinstock J. 1978. On the theory of turbulence in the buoyancy subrange of stably stratified flows, *J. Atmos. Sci.*, 34, 634-649.
- Weinstock J. 1980. A theory of gaps in the turbulence spectra of stably stratified shear flows, *J. Atmos. Sci.*, 37, 1542-1549.
- Weinstock J. 1982. Non linear theory of gravity waves : momentum deposition, generalized Rayleigh friction, and diffusion, *J. Atmos. Sci.*, 39, 1698-1710.
- Weinstock J. 1984. Effect of gravity waves on turbulence decay in stratified fluids, *J. Fluid Mech.*, 140, 11-26.
- Weinstock J. 1985a. On the theory of temperature spectra in a stably stratified fluid, *J. Physical Oceanog.*, 15, 475-477.
- Weinstock J. 1985b. Theoretical gravity wave spectrum in the atmosphere : strong and weak wave interactions, *Radio Science*, 20, 1295-1300.
- Woodman R.F., Rastogi P.K. 1984. Evaluation of effective eddy diffusivity coefficients using radar observations of turbulence in the stratosphere, *Geophys. Res. Lett.*, 11, 243-246.
- Yeh K.C., Liu C.H. 1985. Evolution of atmospheric spectrum by processes of wave-wave interaction, *Radio Science*, 20, 1279-1294.

